N° d'ordre : 35

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3° CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Edouard MONNAND

SUJET :

Etude des transitions Gamma et des électrons Auger de l'Europium 153

Soutenue en 1960 devant la Commission d'Examen

MM. G. DÉJARDIN, Président
J. LAFOUCRIÈRE
G. PHILBERT
A. MOUSSA
} Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550016_0036

N° d'Ordre : 35

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3° CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Edouard MONNAND

ETUDE DES TRANSITIONS GAMMA ET DES ELECTRONS AUGER DE L'EUROPIUM 153

Soutenue en 1960 devant la Commission d'Examen :

MM. G. DEJARDIN — Président

J. LAFOUCRIERE)
G. PHILBERT) Examinateurs
A. MOUSSA)

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

UNIVERSITE DE LYON-FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
DOEUVRE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA

Doyen

M. GAUTHIER H.

Assesseur

M. PRETTRE

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
DOUIN	Botanique
GAUTHIER H.	Géologie
DEJARDIN	Physique générale
EYRAUD	Calcul différentiel et intégral
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Microbiologie et Mycologie
CORDIER	Physiologie
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
VIRET	Géologie
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
BRACONNIER	Mathématiques
CUEILLERON	Chimie
EYRAUD	Chimie minérale
BOUTILLIER	Minéralogie
BOIDIN	Botanique
JAFFARD	Mathématiques
MESNARD	Physique
GIGOUT	Géologie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
LAVIOLETTE	Zoologie

Professeurs (suite)

MM.	DREUX	Chimie
	GRANDMONTAGNE	Physique

Maîtres de Conférences

MM.	TEICHNER	Chimie industrielle
	DEPRAZ	Physique nucléaire
	FERON	Mathématiques
	PISTOULET	Physique générale
	GAUME	Physique
	PACHECO	Chimie biologique
	PAVANS DE CECCATY	Zoologie
	MERLIN	Chimie M.P.C.
	PHILBERT	Physique nucléaire
	PERES	Physiologie
	LAFORGUE	Physique
	BERSILLON	Physiologie végétale S.P.C.N.
	LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	DAVID	Géologie
	GAUTHIER	Chimie
	CHENEVOY	Géologie appliquée
Melle	MAITROT	Physique

Maîtres de Conférences Adjoints

MM.	PIERRON	Chimie
	LEMONDE	Physique

Chargés de Cours Complémentaires

Mme	FIASSON	Zoologie
MM.	PENNANEAC'H	Mathématiques générales
	BERNARD	Physique
	COTILLON	Géologie appliquée
	STRIFFLING	Météorologie et Physique du Globe
	MAZENOT	Géologie - Agrégation
	MURET	Botanique - Agrégation
	FIASSON	Zoologie - Agrégation
	TRANCHAT	Physique - Chimie Agrégation
	SALLES	Mathématiques
	PERNOUX	Physique
	EYRAUD Y.	Physique
	BENE	Physique
	CHALLEAT	Mathématiques

Secrétaire

M. ROUX

AVANT - PROPOS

Les travaux faisant l'objet de cette thèse ont été entrepris à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lyon, dans le cadre du centre de troisième Cycle de Physique Nucléaire, dont le Directeur était Monsieur le Professeur THIBAUD. Ils ont été effectués sous la direction immédiate de Monsieur le Professeur MOUSSA à qui je suis particulièrement heureux d'adresser mes plus sincères remerciements et de lui exprimer ma très vive reconnaissance pour l'intérêt constant et les conseils éclairés qu'il n'a jamais cessé de me prodiguer.

Je tiens à saluer la mémoire de Monsieur le Professeur THIBAUD trop tôt disparu, et je remercie Monsieur le Professeur DEJARDIN d'avoir bien voulu accepter de présider le jury chargé d'examiner cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur LAFOUCRIERE de ses nombreux conseils et de la sollicitude qu'il m'a toujours témoignée.

Je remercie également tous les chercheurs et techniciens du laboratoire, et plus spécialement Mademoiselle JUILLARD et Messieurs TOUSSET et MARTIN, pour leur aide lors de comptages fastidieux et pour les discussions si profitables que nous avons eues.

I N T R O D U C T I O N

L'un des principaux objectifs de la Physique Nucléaire à l'heure actuelle, est la détermination des schémas de niveaux et l'assignation à ces niveaux de nombres quantiques.

Un moyen précis pour faire une telle investigation est la spectrométrie magnétique. C'est le moyen qui nous a permis, par la méthode de conversion interne, d'étudier la nature, les intensités relatives et les coefficients de conversion des transitions de basse énergie de l'Europium I53 obtenu à partir de la désintégration par émission β^- du Samarium I53, de période 47 heures.

D'autres renseignements sur ce noyau et ses rapports avec son cortège électronique nous seront fournis par l'étude de l'effet Auger.

Le choix de l'Europium I53 pour ces travaux a été guidé par les considérations suivantes :

1 - Le schéma de désintégration doit être assez simple.

2 - La période ne doit pas être trop courte pour permettre de ne commencer l'étude que quelques heures après l'irradiation du produit, temps nécessaire pour la livraison

3 - Une bonne activité spécifique doit pouvoir être obtenue ce qui implique une période pas trop longue pour limiter la durée de l'irradiation.

4 - Le nuclide choisi de nombre atomique Z = 63 se trouve dans la région des éléments les moins étudiés. C'est aussi la région des "noyaux déformés" où les niveaux excités manifestent souvent le caractère collectif, en particulier ... niveaux de rotation aux faibles énergies.

CHAPITRE I

ASPECTS THEORIQUES DES PROBLEMES ENVISAGES

A - CONVERSION INTERNE

1 - Définition

Un noyau dans un état excité peut perdre son énergie d'excitation en la cédant directement à un électron du cortège électronique ; ce dernier quitte alors l'atome avec une énergie :

$$E_e = E_\gamma - E_l$$

E_γ est l'énergie d'excitation du noyau.

E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome.

Soit P_e la probabilité de ce phénomène.

Le noyau peut aussi passer de l'état excité à l'état fondamental par émission γ . Soit P_γ la probabilité de ce phénomène.

On appelle coefficient de conversion interne le rapport de ces deux probabilités :

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma}$$

On définit des coefficients de conversion interne partiaux relatifs à chaque couche, ou même à chaque sous-couche électronique K, L, M ... L_I, L_{II}, L_{III}, etc... soit α (K), α (L), α (M), etc ... vérifiant la relation :

$$\alpha = \alpha\,(K) + \alpha\,(M) + \ldots$$

Signalons que lorsque nous voudrons indiquer explicitement la couche dans laquelle a lieu la conversion interne, nous noterons α (K), α (L_I) ... quand nous voudrons mettre en évidence la nature de la transition étudiée, nous utiliserons : α_l ou β_l respectivement pour une transition électrique E_l ou magnétique M_l d'ordre l.

Le spectromètre magnétique permet de mesurer ces coefficients ou plus exactement, les rapports : $\frac{\alpha(K)}{\alpha(L)}$, $\frac{\alpha(L)}{\alpha(M)}$, $\frac{\alpha(L_I)}{\alpha(L_{II})}$ etc... notés généralement : $\frac{K}{L}$, $\frac{L}{M}$, $\frac{L_I}{L_{II}}$, ...

Les paramètres dont dépendent les coefficients de conversion interne, sont :

a) Le changement de moment angulaire l ou ordre multipolaire du rayonnement émis.

b) Le changement de parité $\Delta\pi$

$\Delta\pi = (-1)^l$ pour un rayonnement électrique E_l

$\Delta\pi = -(-1)^l$ pour un rayonnement magnétique M_l

c) L'énergie k de la transition définie par $k = \frac{E}{m_o c^2}$

Les coefficients sont des fonctions de k décroissant de façon rapide.

d) Le nombre atomique Z du noyau.

Les coefficients croissent très rapidement lorsque Z croît.

e) La couche ou sous-couche électronique d'où se produit l'émission.

2 - Importance de la Conversion L.

La conversion dans la couche L a une grande importance pour les raisons suivantes :

a) Soient deux niveaux i et f caractérisés par leur énergie, leur moment angulaire total I_i et I_f et leur parité.

Le moment angulaire l du photon émis au cours de la transition $i \longrightarrow f$ est tel que $\vec{l}$, $\vec{I_i}$ et $\vec{I_f}$ doivent former un triangle, c'est-à-dire que ces grandeurs doivent satisfaire à la double inégalité :

$$|I_i - I_f| \leqslant l \leqslant |I_i + I_f|$$

On pourra donc avoir, selon le changement de parité, une émission :

$$E_l\ ,\ M_{l+1},\ E_{l+2},\ M_{l+3},\ \text{etc...}$$

$$M_l\ ,\ E_{l+1},\ M_{l+2},\ E_{l+3},\ \text{etc...}$$

les probabilités d'émission décroissant très vite quand l croît, la transition est donc en général pure, sauf dans le cas M1, E2 (et plus rarement E1, M2) à cause du renforcement fréquent des transitions E2, et de l'affaiblissement des transitions E1.

Dans le cas d'une transition $4^+ \longrightarrow 2^+$, par exemple, on peut avoir un mélange E2 + M3, mais avec une très faible proportion de M3.

Il existe donc des cas où deux rayonnements pourront être permis par les règles de sélection :

$$l = l_{min.} = |I_i - I_f|$$

$$l = l_{min.} + 1$$

Or ceux-ci peuvent présenter des coefficients de conversion trop voisins pour être distingués expérimentalement d'une façon précise. On peut en effet constater, d'après les

valeurs des coefficients de conversion calculées par ROSE et ses collaborateurs (1) que , compte tenu des erreurs expérimentales, il est assez difficile de déterminer s'il s'agit d'un rayonnement M1, E2 ou d'un mélange M1 + E2.

Par contre, l'étude de la conversion dans la couche L, pourra fournir d'autres précisions qui permettront de lever l'ambiguité sur la nature des rayonnements d'énergie inférieure à 150 Kev. En effet, les valeurs des coefficients de conversion des sous-couches L_I, L_{II} et L_{III} sont très différentes pour une transition M1 et une E2.

b) L'énergie de la transition peut être inférieure à l'énergie de liaison de la couche K et seule la conversion dans les couches moins liées est alors possible.

On voit donc que la connaissance de la conversion L est essentielle.

3 - Calcul des Coefficients de Conversion :

ROSE et ses collaborateurs (1) ont établi des tables donnant pour chaque Z entre 25 et 95, les coefficients de conversion interne pour les couches K, les sous-couches L_I, L_{II}, L_{III} et les cinq sous-couches M, en fonction de $k = \frac{E}{m_o c^2}$ énergie de la transition en unités relativistes.

Pour un élément donné, l'interpolation ou l'extrapolation ne porte donc que sur k. Les courbes qui donnent log α (ou log de β) en fonction de log k présentent une courbure très faible.

Nous remarquerons que dans les tables de ROSE, les coefficients relatifs à la couche K et aux sous-couches L_I et L_{II} tiennent compte des effets d'écran et des dimensions finies du noyau. Les coefficients relatifs à la sous-couche L_{III} tiennent compte de l'effet d'écran, important, et négligent les dimensions du noyau, effet considéré comme négligeable. Quant aux coefficients relatifs à la couche M, ils sont calculés pour un noyau assimilé à un point et sans tenir compte de l'effet d'écran. Ils sont donc assez approximatifs et ont surtout une valeur relative de comparaison entre les sous-couches M.

Remarquons d'autre part que pour la couche K, les coefficients calculés à partir des tables de SLIV et BAND (2) diffèrent très peu de ceux calculés à partir des tables de ROSE. Le tableau I donne les différentes valeurs de $\alpha(K)$ pour les 3 transitions principales de l'europium 153.

Tableau 1

E_γ(Kev)	$k = \frac{E}{m_o c^2}$	α_2(Rose)	α_2(Sliv)	β_1(Rose)	β_1(Sliv)
69,8	0,1365	2,69	2,69	4,42	4,39
83,6	0,1636	1,84	1,84	2,66	2,64
103,4	0,202	1,07	1,07	1,45	1,43

B - SPECTRES DES NOYAUX DEFORMES

BANDES DE ROTATION

En 1953, BOHR A. et MOTTELSON (3) ont montré que les états excités de nombreux noyaux pouvaient s'interpréter comme des niveaux de rotation.

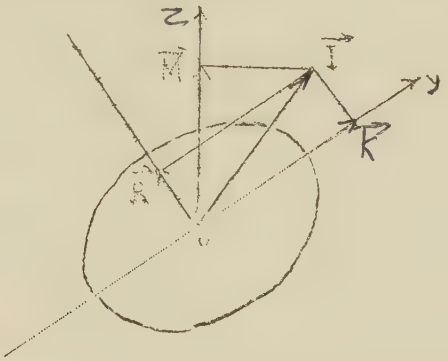
On peut distinguer les noyaux très voisins des couches saturées (avec deux nombres magiques) pour lesquels on peut admettre l'existence d'une partie centrale saturée (coeur) avec un très petit nombre de nucléons autour. Dans ces noyaux, le moment cinétique est dû aux nucléons isolés, leur forme est voisine d'une sphère et les moments quadrupolaires sont nuls ou très petits.

Au contraire, loin des nombres magiques, dans la région dès "noyaux déformés" dans lesquels les nucléons extérieurs sont nombreux et produisent une forte déformation de la partie centrale, les moments quadrupolaires sont souvent élevés. Dans ces noyaux, la rotation d'ensemble est relativement indépendante des vibrations et fournit les premiers niveaux excités ; mais le moment d'inertie n'est pas celui d'un système rigide. La rotation de l'ensemble est comme la propagation d'une onde à la surface du noyau.

Le spectre de rotation devient particulièrement simple si le noyau possède un axe de symétrie, ce qui semble être le cas pour les noyaux fortement déformés. Le schéma de couplage des moments angulaires est alors identique à celui d'une

molécule linéaire, et peut être caractérisé par les 3 constantes du mouvement : le moment angulaire total $\vec{I}$, sa projection $\vec{M}$ sur des axes fixes d'espace, et sa projection $\vec{K}$ sur l'axe de symétrie du noyau (figure 1)

Figure 1



Le moment angulaire $\vec{K}$ ou moment intrinsèque est dû aux particules ne faisant pas partie du "coeur".

Dans le cas des noyaux fortement déformés, le moment angulaire de rotation collective $\vec{R}$ est perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau, car il n'y a pas de rotation collective autour de l'axe de symétrie. Le nombre quantique K est une constante pour chaque bande de rotation.

Le moment angulaire total $\vec{I}$ est la somme du moment angulaire intrinsèque $\vec{K}$ et du moment angulaire de rotation collective $\vec{R}$.

Le spectre de rotation pour ces noyaux a la même forme générale que pour une molécule et peut s'écrire :

$$(1) \quad E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J} \quad I\,(I+1)$$

E_0 est une constante dépendant seulement de la structure intrinsèque, tandis que J représente le moment d'inertie

effectif par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau.

Il existe un cas particulier pour les noyaux de A impair où K = 1/2 ; le spin intrinsèque de la particule est alors partiellement découplé du mouvement de rotation et par suite, le spectre de rotation est modifié et devient :

$$(2) \qquad E = E_o + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I\,(I+1) + a\,(-1)^{I+1/2}\,(I+\tfrac{1}{2})\right]$$

avec $$a = \sum_j (-1)^{j-1/2}\,(j+\tfrac{1}{2})\,|c_j|^2$$

où $|c_j|^2$ représente la probabilité pour que la dernière particule impaire ait un moment angulaire j.

Pour des noyaux possédant une symétrie par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe du noyau, les états de rotation possibles sont gouvernés par des considérations de symétrie semblables à celles applicables aux molécules diatomiques homonucléaires. Ainsi pour un état intrinsèque K = 0, seules les valeurs de I paires, ou impaires, sont permises, suivant la symétrie de l'état intrinsèque pour une rotation de 180° par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie.

En particulier, pour l'état fondamental d'un noyau pair - pair, seules les valeurs paires I = 0, 2, 4, 6 ... existent dans le spectre de rotation.

Pour les états intrinsèques avec $K \neq 0$, les valeurs permises du spin du noyau sont : I = K, K + 1, K + 2 ... , les termes de la bande de rotation ont tous la même parité que celle du mouvement intrinsèque. Ainsi pour un noyau de A impair avec

un seul nucléon non apparié, l'orbite de ce dernier détermine la parité aussi bien que la valeur K de la bande de rotation.

Désintégration dipolaire magnétique des états excités de rotation.

Puisque les états de rotation successifs dans un noyau de A impair ont $\Delta I = 1$, la radiation γ émise dans la désintégration de ces états sera en général un mélange de M1 et de E2.

La probabilité absolue de la transition E2 peut être déterminée à partir de la section de choc pour l'excitation coulombienne. Elle peut être estimée aussi à partir du moment quadrupolaire du noyau. En effet, la probabilité de transitions radiatives M1 et E2 par seconde entre deux états de rotation d'un noyau, séparés par une différence d'énergie ΔE, peut s'écrire (3) :

$$(3) \qquad T(M1) = \frac{16\pi}{9} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^3 B(M1)$$

$$(4) \qquad T(E2) = \frac{4\pi}{75} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^5 B(E2)$$

B (M1) et B (E2) étant les probabilités réduites de transition.

Pour une transition E2 d'un état I_i, K à un autre état I_f, K de la même bande de rotation, la probabilité réduite de transition est (3) :

$$(5) \qquad B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_o^2 \cdot \langle I_i 2K0 \mid I_i 2 I_f K \rangle^2$$

où Q_o est le moment électrique quadrupolaire intrinsèque du noyau. Le dernier terme est le coefficient de CLEBSCH-GORDAN, relatif au couplage des moments angulaires : dans l'état

initial, $\overrightarrow{I_i} = \overrightarrow{K} + \overrightarrow{R_i}$; dans l'état final, $\overrightarrow{I_f} = \overrightarrow{K} + \overrightarrow{R_f}$.

Pour un état d'une bande de rotation, Q_o est relié au moment quadrupolaire effectif Q du noyau dans son état fondamental par

$$Q = Q_o \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}$$

et dans le cas particulier de l'état fondamental ($I_o = K$), on a

$$Q = Q_o \frac{I_o(2I_o - 1)}{(I_o+1)(2I_o+3)} \qquad (6)$$

Une détermination de la valeur relative de la radiation M1 comparée à la radiation E2 dans la désintégration du premier état excité donnera aussi la probabilité absolue de la transition M1. Cette information peut être obtenue par des mesures de corrélations angulaires ou de conversion interne sur la radiation émise. Nous verrons plus loin la manière de déterminer le rapport de mélange $\frac{M1}{E2}$ par l'étude de la conversion interne.

La valeur de la probabilité de transition M1 entre états de rotation peut être reliée aux rapports gyromagnétiques g_K et g_R du mouvement intrinsèque et collectif. En effet, la probabilité réduite de transition M1 d'un état I_i, K à un autre état I_f, K de la même bande de rotation (avec $K \neq \frac{1}{2}$) est donnée, (3) par :

$$B(M1 ; I_i \longrightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2M}\right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 . \langle I_i 1 K0 | I_i 1 I_f K\rangle^2 \qquad (7)$$

Le signe relatif des amplitudes des transitions M1 et E2 est relié au signe de Q_o et de $g_K - g_R$ par la relation :

$$\text{Signe } \delta = \text{signe } \frac{g_K - g_R}{Q_o}$$

où δ est le rapport entre les éléments de matrice réduits E2 et M1 pour la transition.

D'autre part, le moment magnétique statique μ d'un état dans la bande de rotation peut aussi s'exprimer à l'aide des rapports gyromagnétiques g_K et g_R. Ainsi, pour $K \neq \frac{1}{2}$, on obtient :

$$\mu = \frac{K^2}{I+1}\,(g_K - g_R) + I g_R \qquad (8)$$

La connaissance de la probabilité de transition M1 et du moment magnétique de l'état fondamental permet donc de déterminer g_K et g_R séparément.

g_K peut être relié à la configuration nucléonique intrinsèque tandis que g_R fournit des renseignements sur le mouvement de rotation et peut être comparé avec la valeur : $(g_R)_u = \frac{Z}{A}$ correspondant à une matière nucléaire uniformément chargée en volume.

C - EFFET AUGER

1 - Définition

Les vacances dans les couches électroniques produites par capture d'électrons, ou par émission d'électrons de conversion, peuvent être comblées par des électrons des couches plus externes ; l'énergie résiduelle est alors libérée soit sous la forme d'un quantum X, soit transmise à un électron d'une couche voisine qui est éjecté de l'atome : c'est un électron Auger.

Une transition Auger met en jeu trois cases quantiques de l'atome, appartenant ou non à la même couche. Dans l'état initial de l'atome, il y a une vacance dans une certaine couche V_o ; un électron de la couche (ou sous-couche) X_p comble cette vacance, et l'énergie libérée est transférée à un électron Y_q qui est éjecté. La transition Auger est notée $V_o\ X_p\ Y_q$. On désignera par électrons Auger K, tous ceux qui résultent d'une vacance primaire dans la couche K ; par exemple KL_IL_{III}, $KL_{II}M_I$, KM_IN_I etc... De même, les électrons Auger L, M, ... sont dus à des vacances primaires dans les couches L, M, ...

2 - Nombre de Transitions Auger K

Il y a un grand nombre de transitions Auger KX_pY_q - SIEGBAHN (4) indique que, si X et Y représentent des couches différentes, le nombre de raies d'électrons KX_pY_q est donné par le produit des nombres de sous-couches composant les couches X et Y. Si X et Y exprime la même couche, il y a moins de raies d'électrons Auger que prévues précédemment. Ceci étant dû au fait que les électrons KL_pL_q, KM_pM_q, KN_pN_q etc ... et KL_qL_p, KM_qM_p, KN_qN_p etc ... ont des énergies égales. Dans les deux cas, les états initiaux sont les mêmes (vacances K) et dans les deux cas, les états finaux sont les mêmes, c'est-à-dire vacances dans les couches L_p, M_p, N_p ... et L_q, M_q, N_q, ... La conservation de l'énergie implique donc que ces électrons Auger doivent avoir les mêmes énergies. En réalité, quand les deux électrons éjectés appartiennent à la même couche, les "trous" restants ont des

moments angulaires dont le couplage peut varier, d'où une légère variation d'énergie et un nombre de raies plus grand, qui peut aller par exemple jusqu'à 9 pour les transitions KLL.

3 - Nombre et Energie des Transitions Auger KLL.

Négligeant ces légères différences étudiées par ASAAD et BURHOP (5), nous aurons pour les Auger KLL, les six transitions : KL_IL_I, KL_IL_{II} (ou $KL_{II}L_I$), KL_IL_{III} (ou $KL_{III}L_I$), $KL_{II}L_{II}$, $KL_{II}L_{III}$ (ou $KL_{III}L_{II}$) et $KL_{III}L_{III}$.

La conservation de l'énergie permet de déduire facilement l'énergie des électrons Auger si l'on considère l'ionisation de l'atome avant et après la transition.

Un électron Auger KL_pL_q aura une énergie :

$$E_{KL_pL_q} = E_K^Z - E_{L_p}^Z - E'^Z_{L_q} \qquad (9)$$

E_K^Z et $E_{L_p}^Z$ sont les énergies de liaison dans les couches K et L_p d'un électron de l'atome de nombre atomique Z.

$E'^Z_{L_q}$ est l'énergie de liaison de l'électron dans la couche L_q de l'atome de nombre atomique Z déjà une fois ionisé dans la couche L_p.

On a peu de données expérimentales sur les énergies de liaison des atomes ionisés. Un calcul théorique de $E'^Z_{L_q}$ est en principe possible, mais on est obligé de l'effectuer avec des fonctions d'onde obtenues empiriquement.

Les résultats expérimentaux montrent que $E'^Z_{L_q} > E^Z_{L_q}$, ce qui est d'ailleurs évident. De nombreux chercheurs ont

employé la relation :

(10) $$E'^{Z}_{L_q} = E^{Z+1}_{L_q}$$

où $E^{Z+1}_{L_q}$ est l'énergie de liaison de l'électron dans la couche L_q de l'atome de nombre atomique Z + 1.

Cette approximation a été améliorée par BERGSTROM et HILL (6) en supposant que la variation de l'énergie de liaison, en fonction du nombre atomique, est linéaire, et en introduisant un incrément de charge ΔZ tel que :

$$\Delta Z = \frac{E'^{Z}_{L_q} - E^{Z}_{L_q}}{E^{Z+1}_{L_q} - E^{Z}_{L_q}}$$

d'où :

(11) $$E'^{Z}_{L_q} = E^{Z}_{L_q} + (E^{Z+1}_{L_q} - E^{Z}_{L_q})\ \Delta Z$$

ΔZ est obtenu expérimentalement et sa valeur dépend de la couche L_q envisagée. Nous noterons donc $\Delta Z\ (L_q)$.

Les résultats obtenus par BERGSTROM et HILL (6) sur le mercure, MLADJENOVIC et SLÄTIS (7) sur le ^{212}Bi, BELLICARD MOUSSA et HAYNES (8) sur le ^{65}Zn et Mme. MARGUIN et MOUSSA (9) sur le ^{137}Ba sont résumés dans le tableau II.

Tableau II

	BELLICARD (8)	Mme MARGUIN (9)	BERGSTROM (6)	MLADJENOVIC (7)
	Z = 30	Z = 56	Z = 80	Z = 83
$\Delta Z\ (L_I)$	0,5	0,63	0,54	0,51
$\Delta Z\ (L_{II})$	1	0,62	0,55	0,52
$\Delta Z\ (L_{III})$	1	0,80	0,76	0,76

Ces résultats sont en assez bon accord entre eux si l'on tient compte de la précision assez faible des résultats de BELLICARD, MOUSSA et HAYNES (8) obtenus sur des raies non séparées.

L'expression (11) de $E'^{Z}_{L_q}$ conduit à la valeur :

$$E_{KL_pL_q} = E^Z_K - E^Z_{L_p} - E^Z_{L_q} - (E^{Z+1}_{L_q} - E^Z_{L_q})\ \Delta Z \qquad (12)$$

dont le défaut est de ne pas être symétrique en L_p et L_q alors que nous avons admis au départ que $E_{KL_pL_q} = E_{KL_qL_p}$

Pour satisfaire à cette condition de symétrie, GEOFFRION et NADAU (10) ont proposé l'approximation suivante :

$$E_{KL_pL_q} = E^Z_K - E^Z_{K_p} - E^Z_{L_q} - (\Delta E)_{L_pL_q} \qquad (13)$$

où $(\Delta E)_{L_pL_q}$ représente l'excès d'énergie nécessaire pour extraire un électron de la couche L_q quand l'atome est déjà ionisé dans la couche L_p.

Les conditions à remplir étant :

$$\begin{cases} (\Delta E)_{L_p L_q} = (\Delta E)_{L_q L_p} = \Delta E \\ (\Delta E)_{L_p L_q} \leqslant E^{Z+1}_{L_q} - E^{Z}_{L_q} \end{cases}$$

Ces auteurs ont donné une expression empirique pour le calcul des ΔE.

4 - Energie des Electrons Auger KLX et KXY.

Dans les notations KLX et KXY, X et Y désignent les couches autres que la couche L. Les groupes KLX et KXY ont des structures beaucoup plus compliquées que le groupe KLL. Mais, comme pour ce dernier, l'énergie d'un électron Auger KX_pY_q sera encore :

$$E_{KX_pY_q} = E^Z_K - E^Z_{X_p} - E'^Z_{Y_q}$$

En particulier, pour le groupe KLM :

$$E_{KL_pM_q} = E^Z_K - E^Z_{L_p} - E'^Z_{M_q}$$

En première approximation, on peut utiliser

$$E'^Z_{M_q} = E^{Z+1}_{M_q}$$

L'incrément ΔZ introduit par BERGSTROM et HILL (6) est encore valable ici :

$$\Delta Z = \frac{E'^Z_{M_q} - E^Z_{M_q}}{E^{Z+1}_{M_q} - E^Z_{M_q}}$$

L'analyse des groupes KLX étant très difficile à cause du grand nombre de raies, la mesure des ΔZ est très peu

précise et on se contente de l'approximation $\Delta Z = 1$.

5 - Intensité des raies Auger.

Plusieurs théories de l'émission Auger ont été élaborées (5, 11 - 16), celle de HILL (16) a trouvé sa justification dans les résultats expérimentaux. HILL a estimé que l'émission Auger pouvait provenir de la conversion interne des rayons X. Cette hypothèse est justifiée puisque le calcul des coefficients de conversion ne dépend pas du modèle particulier du noyau, mais seulement de la nature des électrons atomiques qui réagissent avec le champ de radiation.

6 - Rendement de fluorescence - Rendement Auger K.

Dans une couche, la fraction ω du nombre de vacances primaires observées conduisant à l'émission de rayons X, est appelée le rendement de fluorescence ; de façon similaire, le rendement Auger peut être défini comme la fraction a du nombre de vacances primaires conduisant à l'émission Auger.

Pour la couche K, par exemple :

$$\omega_K = \frac{X_K}{V_K} = \frac{X_K}{A_K + X_K}$$

$$a_K = \frac{A_K}{V_K} = \frac{A_K}{A_K + X_K}$$

V_K est le nombre de vacances de la couche K.

A_K et X_K sont les nombres de vacances dans la couche K conduisant respectivement à l'émission Auger et à l'émission de quantum X.

On a évidemment $a_K + \omega_K = 1$

Pour le calcul de ω_K, BURHOP (17) a proposé la forme théorique :

$$\left(\frac{\omega_K}{1-\omega_K}\right)^{1/4} = A + BZ + CZ^3$$

où A, B et C sont des constantes, A contenant l'effet d'écran et C l'effet relativiste ; leurs valeurs données par BURHOP sont :

$A = - 0,044$; $B = + 0,0346$; $C = - 1,35 \cdot 10^{-6}$

Plus récemment, pour cette même relation, LABERRIGUE et RADVANYI (18) ont donné :

$A = - 0,0217$; $B = + 0,03318$; $C = - 1,14 \cdot 10^{-6}$

Les deux courbes sont assez proches l'une de l'autre. Nous donnons la plus récente sur la figure II.

7 - Spectres Auger L.

a) Energie des électrons Auger L.

De la même manière que pour un électron Auger K, l'énergie d'un électron éjecté dans une transition Auger L, s'exprime par :

$$E_{L_p}XY = E^Z_{L_p} - E^Z_X - E'^Z_Y$$

où $E^Z_{L_p}$ et E^Z_X sont les énergies de liaison d'un électron de l'atome de nombre atomique Z dans les couches L_p et X ; E'^Z_Y est l'énergie de liaison de l'électron dans la couche Y de l'atome de nombre atomique Z déjà une fois ionisé dans la couche X.

Comme dans le cas d'une transition Auger K, on peut prendre en première approximation : $E'^Z_Y = E^{Z+1}_Y$, où E^{Z+1}_Y est

l'énergie de liaison de l'électron dans la couche Y de l'atome de nombre atomique Z + 1.

b) Rendement de fluorescence - Rendement Auger L.

Les rendements de fluorescence pour les sous-couches L_I, L_{II} et L_{III} sont en général différents. Ils ne dépendent que de l'atome étudié et non du mode d'excitation. Au contraire le rendement moyen $\overline{\omega}_L$ pour les trois sous-couches L dépend du mode d'excitation produisant des vacances dans la couche L.

Pour le rendement moyen de fluorescence, BURHOP (17) a proposé une loi de la forme :

$$\left(\frac{\overline{\omega}_L}{1-\overline{\omega}_L}\right)^{1/4} = A' + B'Z$$

où A' et B' sont des constantes telles que :

$A' = 0,132$ et $B' = 0,00917$.

Comme pour les électrons Auger K, le rendement Auger L, a_L est tel que : $a_L = 1 - \overline{\omega}_L$

CHAPITRE II

APPAREILLAGE ET TECHNIQUE UTILISES

A - SPECTROMETRE

L'étude du spectre de conversion interne et des spectres Auger ~~et~~ de l'europium 153 a été faite au moyen du spectromètre à double focalisation et à bobines sans fer de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (19).

Les diaphragmes limitant le faisceau et la fente du spectromètre, sont réglés de manière à assurer le meilleur compromis entre le pouvoir séparateur et le facteur de transmission pour une largeur de source donnée. Ainsi qu'il a été montré (19), on adopte pour l'ouverture de la fente du compteur, une largeur égale à celle de la source. Dans ces conditions, on obtient un pouvoir séparateur théorique :

$$\frac{A(B\rho)}{B\rho} = 0{,}325\ S/R$$

où S est la largeur de la source et R le rayon de la trajectoire électronique moyenne (soit ici : R = 21 cm.).

Le tableau III donne les valeurs théoriques du pouvoir séparateur et du facteur de transmission pour les sources employées.

Tableau III

Largeur de source	$\Delta(B\rho)/B\rho$	Transmission
1 mm	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
2 mm	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$
4 mm	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$

L'appareil est utilisable pour des électrons de très faible énergie. Le champ est toujours proportionnel au courant circulant dans les bobines. Le rapport $B\rho/i$ calculé à partir des raies de conversion du thorium B + C a été pris égal à 11,7 gauss-cm/mA ; les valeurs adoptées pour $B\rho$ étant celles données par SIEGBAHN (4).

L'alimentation en courant stabilisé à 10^{-4} près, sous une tension de 0 à 6.000 volts permet une intensité maximum de 0,4 ampère correspondant à une énergie de l'ordre de 1 MeV.

La mesure du courant se fait par la méthode d'opposition ; la tension aux bornes d'une résistance étalonnée étant comparée à celle d'un élément de pile Weston.

Pour l'étude des électrons de conversion et des électrons Auger K, le compteur Geiger-Muller du spectromètre était obturé par une fenêtre de formvar aluminé de 50 μ g/cm^2, sur cadre de néoprène. Le "cut-off" de cette fenêtre se situait vers 3 KeV, donc assez bas pour éviter les corrections d'absorption.

Les électrons Auger L ont été étudiés avec une fenêtre de formvar sur lektromesh transparent à 50 %. Son "cut-off" se situait vers 1,5 KeV. Compte-tenu de la précision des mesures, le facteur de correction d'absorption de la fenêtre est pratiquement égal à 1 au-dessus de 5 KeV.

. . Pour étudier le spectre au-dessous de 5 KeV, nous avons appliqué aux électrons une post-accélération de 1.500 volts, ce qui permet d'éviter les corrections d'absorption de la fenêtre entre 5 KeV et 3,5 KeV, sans pour cela modifier la trajectoire des électrons, ni la forme des raies. Les corrections sont faites seulement au-dessous de 3,5 KeV d'après la courbe d'absorption de la fenêtre en fonction de l'énergie des électrons. La correction de fenêtre a été déterminée par Melle. JUILLARD par emploi de la post-accélération et du spectre continu du ^{35}S (20).

Le compteur G.M. est rempli d'un mélange à pressions partielles égales d'argon et d'éthanol, la pression totale étant 2 cm. de mercure.

Outre le compteur, le système de comptage comprend :
- Un préamplificateur suivi d'un amplificateur donnant des impulsions de 80 volts environ dont la hauteur est contrôlée par un oscillographe.
- Une échelle de comptage précédée d'un discriminateur.

L'installation de vide nous permettait d'obtenir une pression de $2 . 10^{-4}$ mm de mercure dans le spectromètre.

Au cours des mesures, la composante verticale du champ magnétique terrestre (normale au plan de la trajectoire électronique moyenne) a été compensée à moins de 1/1000 près. L'influence de la composante horizontale était du second ordre grâce à l'orientation du spectromètre.

B - SOURCES

1 - Généralités.

Les électrons de conversion dus aux transitions γ considérées ont des énergies relativement basses. Aussi pour ne pas avoir de déformation des raies, les conditions suivantes doivent être respectées :

a) La source doit être très mince pour éviter la diffusion et les pertes d'énergie dans l'épaisseur. Ceci suppose une activité spécifique très élevée.

b) La source doit être uniforme, d'une part pour éviter les surépaisseurs, et d'autre part, pour respecter les conditions géométriques qui assurent la précision des mesures effectuées.

c) Les supports de source doivent être uniformes et aussi minces que possible pour éviter la rétrodiffusion. De plus, ils doivent résister au choc thermique.

La méthode de préparation de sources exposée ici nous a permis de satisfaire à ces conditions.

2 - Activité spécifique du samarium 153.

Le samarium 153 utilisé pour notre étude a été préparé à partir de la réaction : $^{152}Sm\ (n, \gamma)\ ^{153}Sm$.

Pour cela, de l'oxyde de samarium ($Sm_2\ O_3$) spectroscopiquement pur a été irradié à Saclay soit à la pile EL 2, soit à EL 3, à un flux de neutrons qui a varié de $0,4 \cdot 10^{12} n/cm^2/s$ à $1,7 \cdot 10^{13}\ n/cm^2/s$.

L'activité A en curie/gramme, au bout d'un temps t, d'un radioélément obtenu par irradiation d'un isotope à un flux $\bar{\Phi}$ de neutrons par cm^2 et par seconde, est donnée par :

$$A = \frac{0,6 \cdot \sigma \cdot \Phi}{3,7 \cdot 10^{10} \cdot M} \left(1 - e^{-0,693 \frac{t}{T}}\right)$$

M est la masse atomique du radioélément ; T sa période. σ est la section de choc neutronique exprimée en barns.

Dans le cas présent, l'isotope de départ est le samarium 152 dont la section de choc est σ = 140 barns, mais dont le pourcentage dans le samarium naturel est 26,63 %.

La période du samarium 153 est 47 heures. Les irradiations de l'oxyde de samarium duraient environ 8 jours, c'est-à-dire à peu près 4 périodes. L'activité spécifique du samarium 153 était donc pratiquement à saturation pour le flux de neutrons auquel il était soumis.

Dans ces conditions, l'activité la plus élevée que nous avons obtenue a été d'environ 58 curies par gramme d'oxyde de samarium irradié, ce qui correspondant à un flux de $1,7 \cdot 10^{13}$ $n/cm^2/s$.

La quantité d'oxyde de samarium irradié a été chaque fois de 20 mg.

3 - Préparation des Sources.

L'oxyde de samarium se présente sous forme d'une poudre blanchâtre. Pour éviter la pollution de la cloche servant aux évaporations thermiques dans le vide, nous avons transformé l'oxyde en nitrate de samarium, par action d'une solution

aqueuse d'acide nitrique assez concentrée (environ 6 fois normale). Une partie de cette solution est prélevée et déposée dans une gouttière de tantale destinée à servir d'évaporateur. Par chauffage très lent à l'air, le nitrate de samarium est desséché, puis, sous vide, il est calciné et redonne ainsi l'oxyde.

L'évaporation de l'oxyde se fait en portant la gouttière de tantale à environ 2.300° C sous une pression de $2 \cdot 10^{-4}$ mm de mercure.

L'oxyde de samarium évaporé est recueilli sur du mica mince, obtenu par clivage et dont la masse superficielle varie entre 1 et 3 mg/cm^2. Ces supports de mica sont recouverts d'une couche conductrice de titane évaporé sous vide. L'aluminium ne convient pas car il se réévapore lors du dépôt de Sm_2O_3, le mica étant assez fortement chauffé. Un cache permettant d'obtenir des sources de 20 mm de long sur 1, 2 ou 4 mm de large est placé contre le support de mica, entre celui-ci et la gouttière.

Parmi les sources préparées, nous avons retenu celles indiquées dans le tableau IV.

Tableau IV

	Largeur (mm)	Epaisseur approxim. µg/cm²	Flux d'irradiation n/cm²/sec	Activité spécifique initiale (c/g)	Epaisseur du support en mica mg/cm²	Etude
Source I	4	40	$1,5.10^{12}$	5,2	2,6	Spectre entier de 10 à 130 KeV
Source II	2	85	$1,7.10^{12}$	5,9	1,7	Transitions de 70 et 103 KeV
Source III	1	95	$1,9.10^{12}$	6,6	1,9	Transitions de 70, 103 et 83,5 KeV. Auger KLL
Source IV	1	12	$1,1.10^{13}$	28	0,98	idem
Source V	2	8	$1,1.10^{13}$	a) 3	1,8	Transitions de 19,9 et 173 KeV Auger L
Source VI	4	70	$0,4.10^{12}$	1,4	2,3	Spectre β Transition de 19,9 KeV
Source VII	1	40	$1,7.10^{13}$	58	1,8	Transitions de 19,9, 83,5 et 97 KeV. Auger K

a) Source préparée à partir de la même livraison que la source IV, mais après décroissance pendant une semaine.

CHAPITRE III

SCHEMA DE DESINTEGRATION DE ^{153}Sm

Le samarium 153 se désintégre avec une période de 47 heures par émission complexe β, pour atteindre les niveaux excités de l'europium 153.

Le spin, le moment magnétique et le moment quadrupolaire de l'état fondamental de l'europium 153 ont été mesurés (21)

$$I = \frac{5}{2} \quad ; \quad \mu = 1,5 \quad ; \quad Q = + 2,5$$

Cette valeur du moment magnétique constitue l'une des premières exceptions notées au modèle à particules individuelles de JENSEN-MAYER (22).

Un très grand nombre de travaux ont porté sur la désintégration de ^{153}Sm (23 - 44). Les premières recherches (23 - 25 - 26 -) ont indiqué la présence de deux spectres de rayons β et des rayons γ de 110 et ~600 KeV.

HILL (24) a signalé, dans une étude photographique des raies de conversion, la présence de rayons γ à 69,5 et 103 KeV.

A partir de ce moment, tous les auteurs indiquent l'existence des rayonnements γ de 70 et 103 KeV ; mais des valeurs très différentes ont été données pour les coefficients de conversion de ces deux transitions montrant cependant qu'elles étaient sans doute, soit des transitions M1, soit des mélanges M1, E2.

La période du niveau de 69 KeV a été mesurée par Mc GOWAN (27) et trouvée égale à $3 \cdot 10^{-9}$ seconde. Un spectre β d'énergie maximum 700 KeV et un rayon γ de 530 KeV ont été observés par SIEGBAHN (28).

BANNERMAN (29) ne signale aucun rayon γ de haute énergie. HUTLEDGE, CORK et BURSON (30) indiquent des rayons γ aux énergies de 69,8 KeV, 103,4 KeV et 582 KeV.

MIHELICH (31) donne les rapports K/L et $L_I/L_{II}/L_{III}$ des transitions γ de 70 et 103 KeV, obtenus avec une faible précision, au moyen d'un spectromètre à enregistrement photographique : $(L_I/L_{II}/L_{III})_{70} \sim 26/1,3/1,3$ et $(L_I/L_{II}+L_{III})_{103} \approx 43/2,3$.

SUNYAR (32) note une radiation d'énergie $\sim$600 KeV. LEE et KATZ (33), lors d'une étude par spectrométrie β, signalent, en plus des rayons γ de 69,1 et 102,7 KeV, l'existence de raies de conversion K et L correspondant à une transition de 548 KeV aboutissant à l'état fondamental de l'europium 153.

Mc GOWAN (34), par des mesures de coïncidences entre le rayon γ d'une des transitions et les rayons γ et X correspondant à l'autre transition, a pu mesurer les coefficients de conversion des photons de 69 KeV $\left(\alpha(K) = 3,8 \pm 0,2\right)$ et 103 KeV $\left(\alpha(K) = 1,14 \pm 0,2\right)$.

GRAHAM et WALKER (35), par coïncidences entre spectre β et raies de conversion, à l'aide d'un double spectromètre β, ont trouvé trois spectres β à 810, 710 et 640 KeV ; par une méthode analogue à celle de Mc GOWAN (34), ils ont mesuré

le coefficient de conversion du rayon γ de 69 KeV $(\alpha(K) = 5,7 \pm 1)$ et les périodes des niveaux de 103 et 69 KeV. Ils ont aussi signalé de faibles photons à 520 et 170 KeV.

D'autre part, TEMMER et HEYDENBURG (36, 40) par excitation coulombienne ont mis en évidence dans ^{153}Eu, l'existence de niveaux de rotation à 82 et 187 KeV.

Mme MARTY (37,38) et CHURCH (39) ont signalé aussi une transition à 84 KeV, et ils ont montré que le niveau de 84 KeV devait être très faiblement excité dans le spectre d'électrons de conversion suivant la désintégration β de ^{153}Sm.

Mme MARTY (38), à l'aide d'un spectromètre à scintillation, a signalé une transition de 545 KeV qui aboutit au premier état excité et qui est en coïncidence avec le rayon γ de 103 KeV. Cet auteur confirme l'existence du photon faible de 172 KeV signalé par GRAHAM et WALKER (35).

Enfin, par une étude faite à l'aide d'un spectromètre β Slätis Siegbahn à image intermédiaire, Mme MARTY signale trois spectres β d'énergie maximum 820, 720 et 650 KeV. Dans cette même étude, elle donne le coefficient de conversion interne du rayon γ de 103 KeV et les rapport K/L et L/M des rayons γ de 70 et 103 KeV.

DUBEY, MANDEVILLE et ROTHMAN (41) par coïncidences $\beta - \gamma$ et $\gamma - \gamma$ à l'aide de spectromètres à scintillation signalent, en plus des spectres β à 825, 725 et 645, un faible rayon β de 130 KeV. Ils indiquent des transitions γ faibles à 170, 530

et 600 KeV. Enfin, ils donnent les coefficients de conversion des γ de 70, 100, 170, 530 et 600 KeV.

JOSHI, SUBBARAO et THOSAR (42), à l'aide d'un spectromètre β Slätis Siegbahn, ont trouvé un faible rayon γ de 83 KeV. Ils ont déterminé le coefficient de conversion des rayons γ de 70 et 102 KeV.

CORK, BRICE, HELMER et WOODS (43) indiquent des rayons γ à 69,8 - 103,5 - 173,6 et 540 KeV et des composantes du spectre β à 813, 710 et 640 KeV, ainsi qu'une composante inférieure à 150KeV qui alimente le rayon γ de 540 KeV.

Mc CUTCHEN (44) par une étude à l'aide d'un spectromètre à scintillation, signale, en plus des transitions déjà trouvées, un rayon γ de 97 KeV, dont il donne le coefficient de conversion interne : $\left(\alpha(K) = 0,37\right)$. Cette transition avait déjà été mise en évidence dans la désintégration par capture K de ^{153}Gd (45,46). Cet auteur a déterminé aussi les intensités relatives des transitions de 70, 97 et 103 KeV.

Les principaux résultats des travaux précédents sont condensés dans les tableaux V et VI. Dans le tableau VI, nous donnons seulement les caractéristiques des transitions de 70 et 103 KeV car ce sont pratiquement les seules étudiées par les différents auteurs.

Le schéma de désintégration du ^{153}Sm, de la figure III, est celui donné par Mc CUTCHEN, augmenté de certaines valeurs fournies par DUBEY et ses collaborateurs (41) et par notre présent travail.

TABLEAU V

RADIATIONS DE ^{153}Sm

CHERCHEURS	Rayons β (KeV)	Rayons γ (KeV)
Bannerman (29)	800 (15 %) 700 (35 %) 630 (50 %)	69,5 et 101
Lee et Katz (33)	795 (20 %) 685 (70 %) 620 (0,6%) 255 (9 %)	69 ; 102 et 548
Graham et Walker (35)	810 (20 %) 710 (50 %) 640 (40 %)	69 ; 102,5 170 (faible) et 520
Marty (38)	820 (20 %) 720 (40 %) 640 (40 %)	69 ; 103 ; 172 ; 545 84 (faible)
Joshi et al. (42)	792 (20 %) 685 (65 %) 610 (15 %)	70 ; 83 (faible) 102 ; 170(faible) 530 (faible)
Dubey (41)	825 (22 %) 720 (38 %) 645 (40 %) 130 (0,60%)	70 ; 100 ; 170 ; 530 ;600
Cork et al. (43)	813 ± 20 (20%) 710 ± 20 (40%) 640 ± 20 (40%) 150 (faible)	69,8 ; 103,5 173,6 et 540
Mc. Cutchen (44)		70 ; 97 ; 103 170 ;535 ; 605

Tableau VI

Références	Transition de 70 KeV			Transition de 103 KeV		
	α(K)	K/L	L/M	α(K)	K/L	L/M
Mc Gowan (27)	3,8			1,2	K/L+M=3,5	
Siegbahn (28)				0,65	6	
Rutledge (30)		0,29			3,5	
Mihelich (31)		3,5			6,5	
Sunyar (32)	3,1			1,2		
Lee et Katz (33)		$3;8 \pm 2,5 - 1,5$		$0,62 \pm 0,15$	$6,2 \pm 1,5$	
Mc Gowan (34)	$3,8 \pm 0,2$			$1,14 \pm 0,20$		
Graham et Walker (35)	$5,7 \pm 1$	$> 4,6$			$> 6,1$	
Marty (38)		$> 4,4$	3 ± 1	$1,2 \pm 0,1$	$6,2 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,5$
Dubey et al. (41)	$4,4 \pm 0,4$			$1,19 \pm 0,15$		
Joshi et al. (42)	$3,5 \pm 1,4$	$5 + 1,3 - 0,9$		$0,69 \pm 0,08$	$6,2 \pm 0,8$	

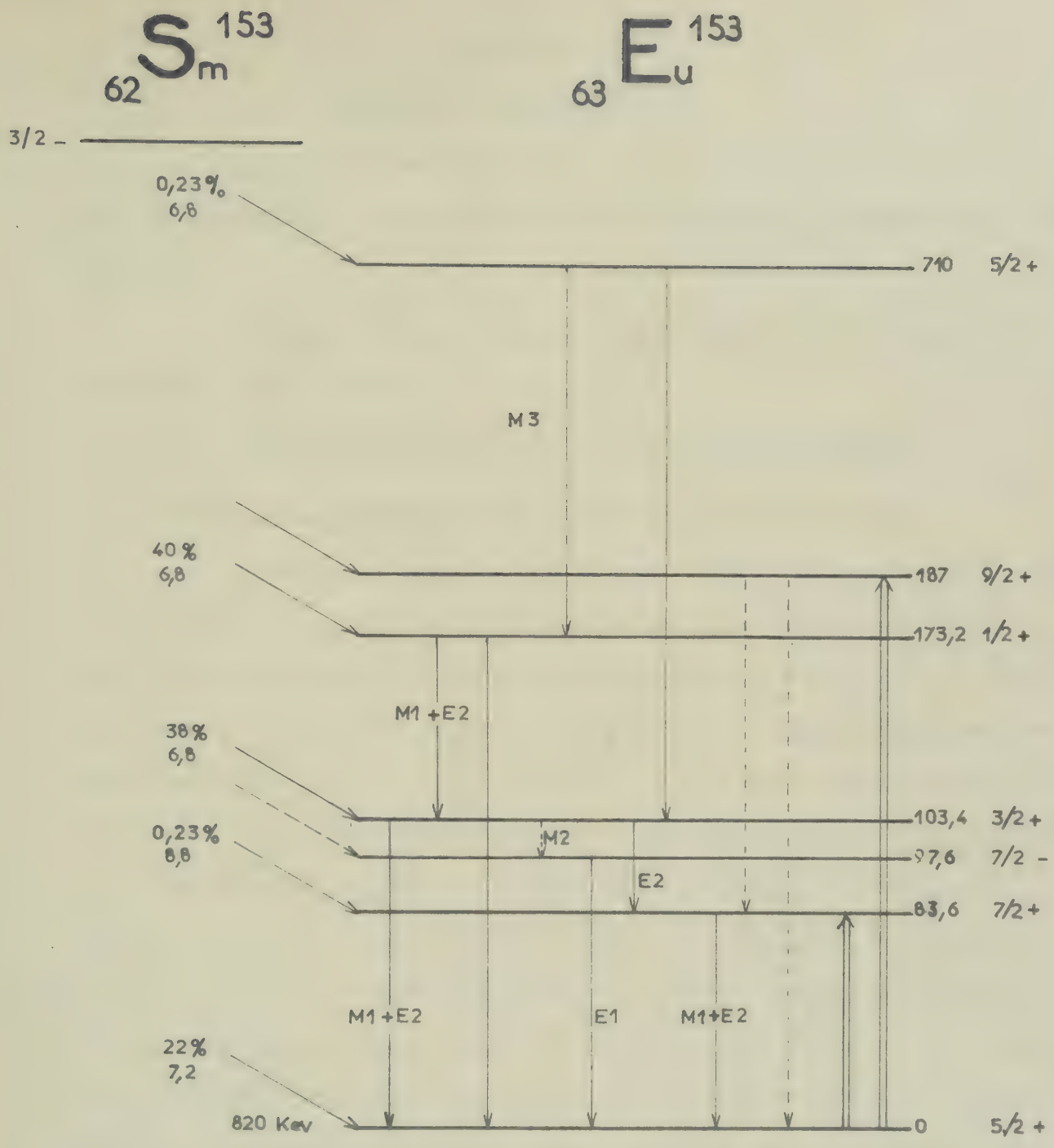


figure 3 – schéma de désintégration de ^{153}Sm

les valeurs portées à gauche du schéma sont : les énergies, les intensités en % et les valeurs de log. f.t. des branches β.

les valeurs de droite sont les énergies, les spins et les parités des états excités de ^{153}Eu

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans la première partie de notre travail nous avons étudié le spectre des électrons de conversion interne de l'europium 153.

Dans la seconde partie nous avons fait l'analyse des spectres Auger K et L.

A - SPECTRE DES ELECTRONS DE CONVERSION INTERNE

1 - Energie et intensité des électrons de conversion.

Les sept sources nous ont servi à déterminer la position et l'intensité des différentes raies. Après la source I qui nous a permis d'explorer le spectre des électrons de conversion de 10 à 150 KeV (figure 5) nous nous sommes attachés avec les sources II, III et IV a obtenir un meilleur pouvoir de résolution en réduisant leur largeur et en profitant de la meilleure activité spécifique de l'oxyde de samarium. C'est ainsi qu'avec ces trois sources, nous avons pu séparer les raies L_I, L_{II} et L_{III}, ou du moins deux de ces trois raies, correspondant aux électrons de conversion des γ de 70 et 103 KeV. La source VII, la meilleure que nous ayons pu obtenir du fait de son activité spécifique la plus élevé, nous a permis d'étudier les raies L de la transition de 83,5 KeV, difficiles à séparer à cause de leur énergie très voisine et surtout à cause de leur faible intensité.

Le tableau VII donne les énergies et les intensités des raies K et L des électrons de conversion des transitions présentes dans le spectre de basse énergie de l'europium 153.

Remarquons que le profil théorique d'une raie enregistrée au compteur montre que l'énergie des électrons focalisés ne correspond pas au sommet de la raie, mais à un point situé au 9/10 de la montée du côté des hautes énergies. On détermine donc sur chaque raie la position de ce point, et on en déduit le Bρ des particules ainsi focalisées.

Tableau VII

Energie de la raie (KeV)	Couche convertie	Intensité relative en électrons	Transition γ correspondante	Valeur moyenne de la transition en KeV
12,23 ± 0,05	L_{II}		19,85	19,85 ± 0,05
12,87 ± 0,05	L_{III}	0,9	19,85	19,85 ± 0,05
21,20 ± 0,05	K	68	69,71	69,8 ± 0,1
34,87 ± 0,05	K	1,7	83,48	83,6 ± 0,1
49,09 ± 0,05	K	0,4	97,60	97,60 ± 0,1
54,87 ± 0,05	K	100	103,35	103,4 ± 0,1
61,82 ± 0,05	L_I	9,4	69,88	69,8 ± 0,1
76,74 ± 0,05	L_{III}	1,1	83,72	83,6 ± 0,1
95,42 ± 0,05	L_I	13,7	103,48	103,4 ± 0,1
124,9 ± 0,1	K	~0,1	173,4	173,4 ± 0,1

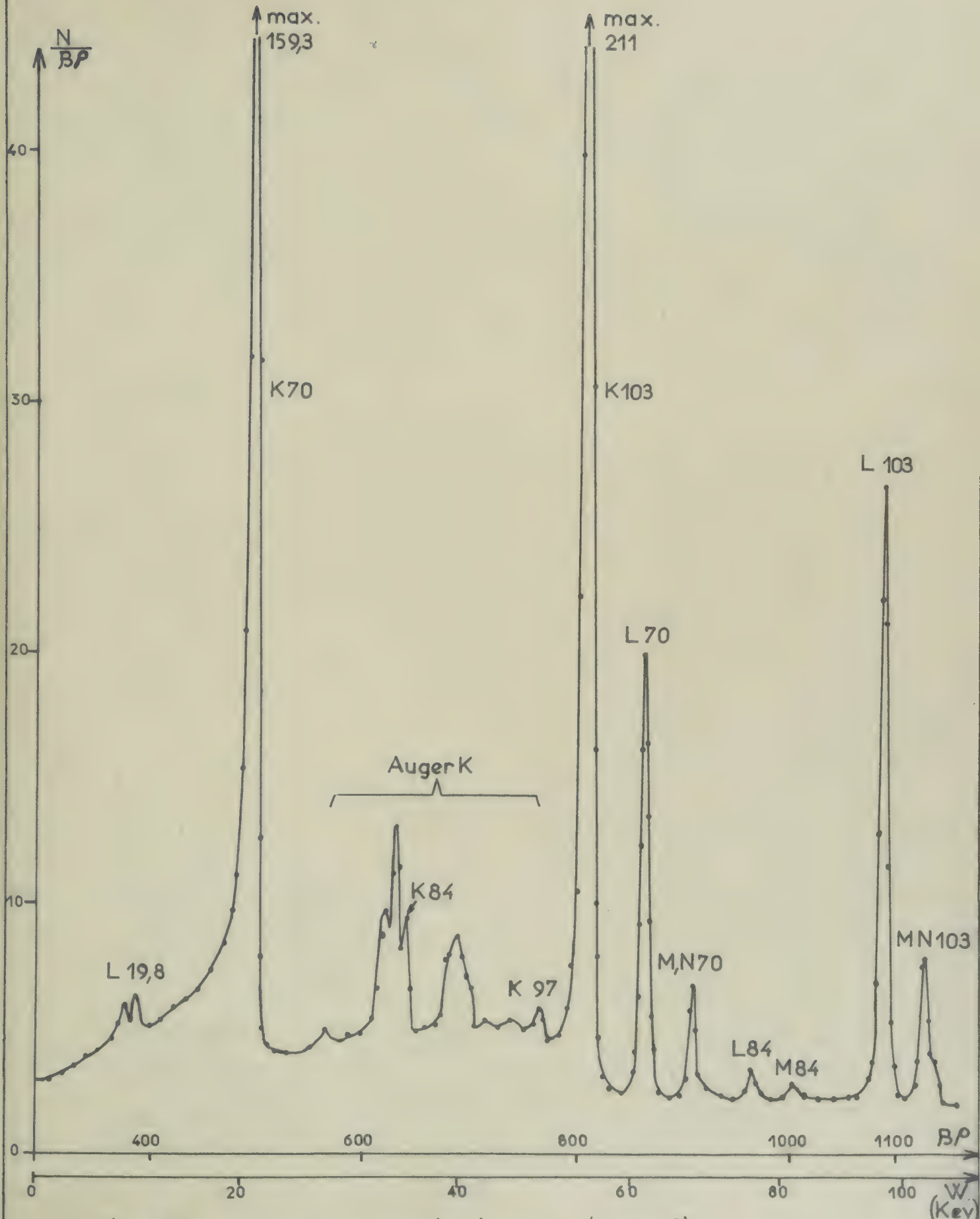


figure 5 spectre de conversion interne (source I)

Au cours de ces mesures nous avons mis en évidence une raie de conversion d'intensité très faible et qui restait constante durant toute la période des mesures, alors que l'intensité des raies de conversion de l'europium 153 décroissait. Nous avons identifié cette raie comme étant la raie L d'un rayon γ de 19,5 KeV appartenant à l'europium 151. Le samarium 151 de période 100 ans se formait en petite quantité au cours de l'irradiation de l'oxyde de samarium par la réaction $^{150}Sm(n,\gamma)\ ^{151}Sm$.

Le rayon γ de 19,85 KeV que nous avons mis en évidence (figure 11) correspond exactement à l'énergie de la transition entre les niveaux de 103,4 KeV et de 83,6 KeV. D'autre part, nous avons vérifié que cette radiation appartenait bien à l'europium 153. Pour cela nous avons mesuré son intensité plusieurs fois pendant huit jours et nous avons constaté que la décroissance correspondait bien à la période du samarium 153.

Au cours de cette étude, il a été impossible de mettre en évidence les transitions de 105 et 187 KeV correspondant à la bande de rotation signalée par TELLER et HEYDENBURG (36, 40) et dont le premier niveau est celui de 83,6 KeV. L'intensité de la raie K de conversion de ces transitions est certainement inférieure à 1/1000 de celle de la raie K du rayon γ de 103,4 KeV.

D'après les valeurs données dans le tableau VII nous constatons que la somme des énergies des transitions en cascade de 69,8 KeV et de 103,4 KeV égale bien (à 1/1000 près) l'énergie de la transition "cross-over" de 173,4 KeV.

Cette transition a une intensité très faible.

Enfin, en comparant notre spectre de conversion interne à celui des précédents auteurs, nous constatons que l'intensité de la raie K de conversion de la transition de 69,8 KeV a été jusqu'ici fortement sous-estimée. Ceci provient certainement du fait que les sources employées n'étaient pas suffisamment minces.

Remarquons d'autre part que sur notre spectre de conversion interne apparait nettement sur le fond continu β^- une composante d'énergie environ 120 KeV ; cette composante avait déjà été signalée par DUBEY (41). Nous n'avons pu cependant faire une analyse du spectre par décomposition en droites de KURIE, n'ayant pu faire les mesures à énergie assez élevée.

2 - Rapports de conversion.

Si nous ne pouvons pas mesurer les coefficients de conversion interne par le seul moyen du spectre de conversion, par contre, nous pouvons déterminer les rapports de ces coefficients. En effet, le rapport des coefficients de conversion d'une transition dans deux couches électroniques différentes, par exemple K et L, est égal au rapport des aires comprises sous les raies K et L de conversion de ces transitions, au-dessus du spectre β continu. Les rapports K/L/M pour toutes les transitions présentes sont faciles à obtenir car ces raies sont très bien résolues (figures 6, 7 et 8). Il y a une exception toutefois, pour la transition de 83,6 KeV dont la raie K est très voisine de la raie d'électrons Auger $KL_{III}L_{III}$. Aussi,

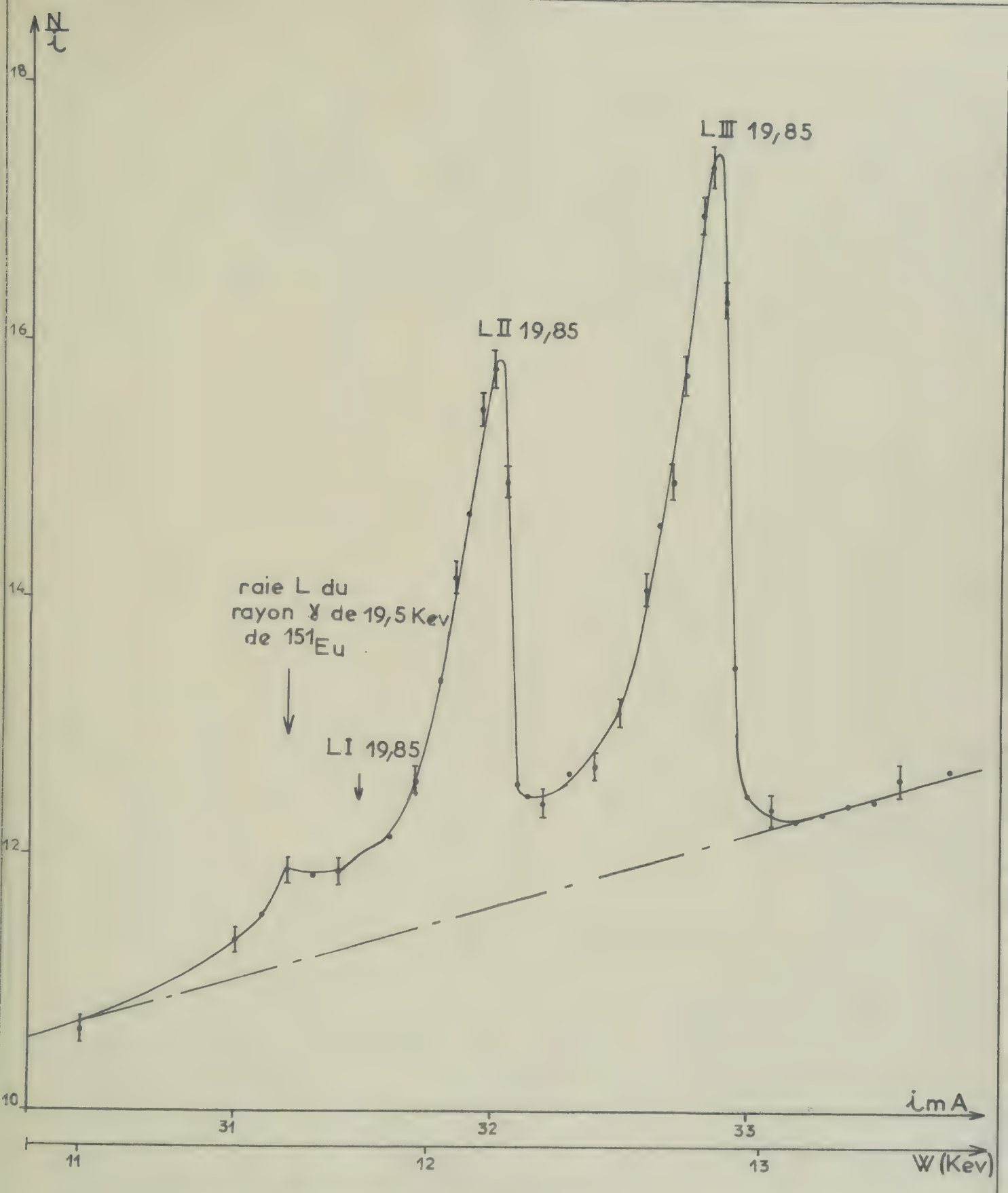


figure 11 raie L 19,85 Kev (source VII)

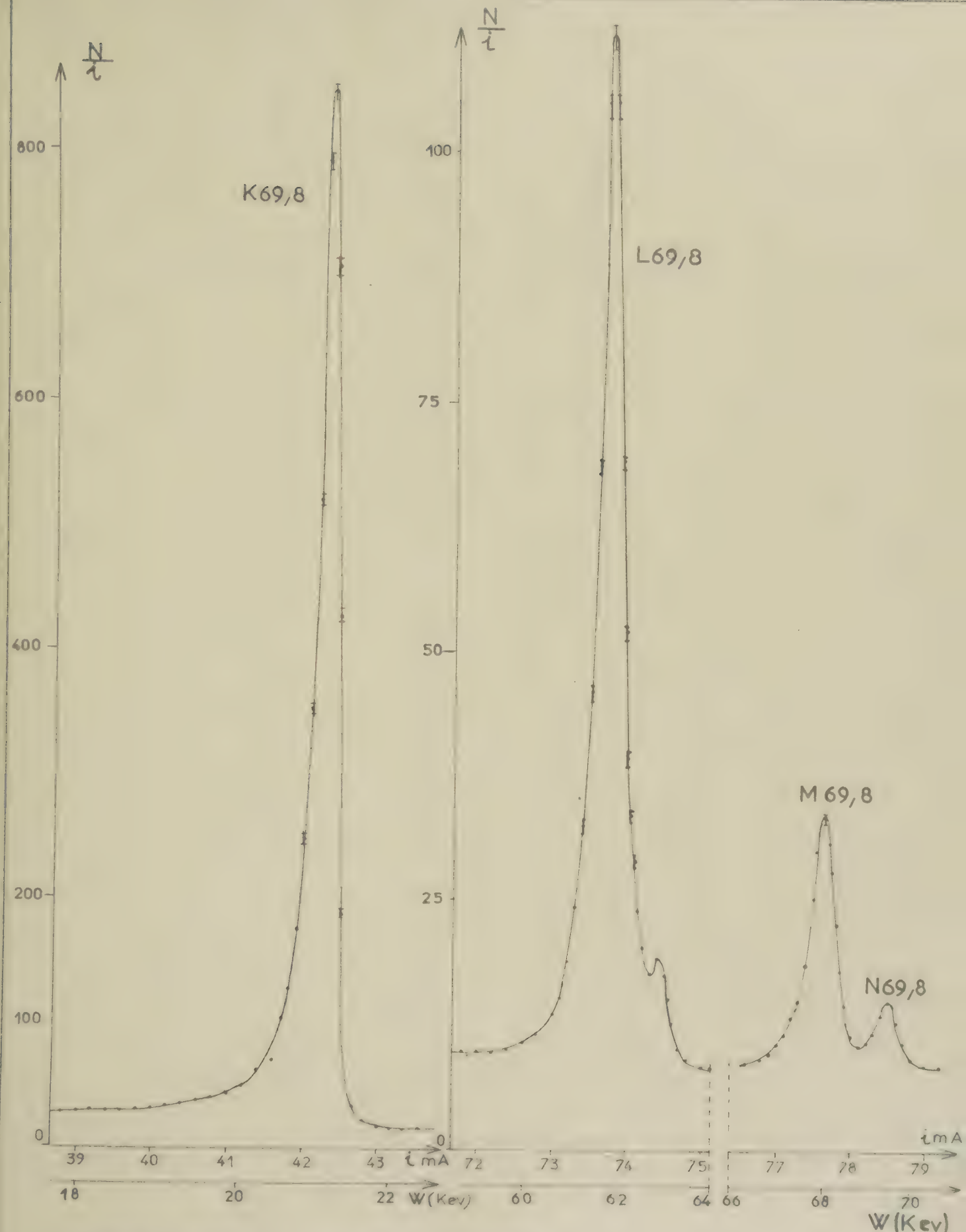


Figure 6 _ raies K, L, M, N 69,8 (source II)

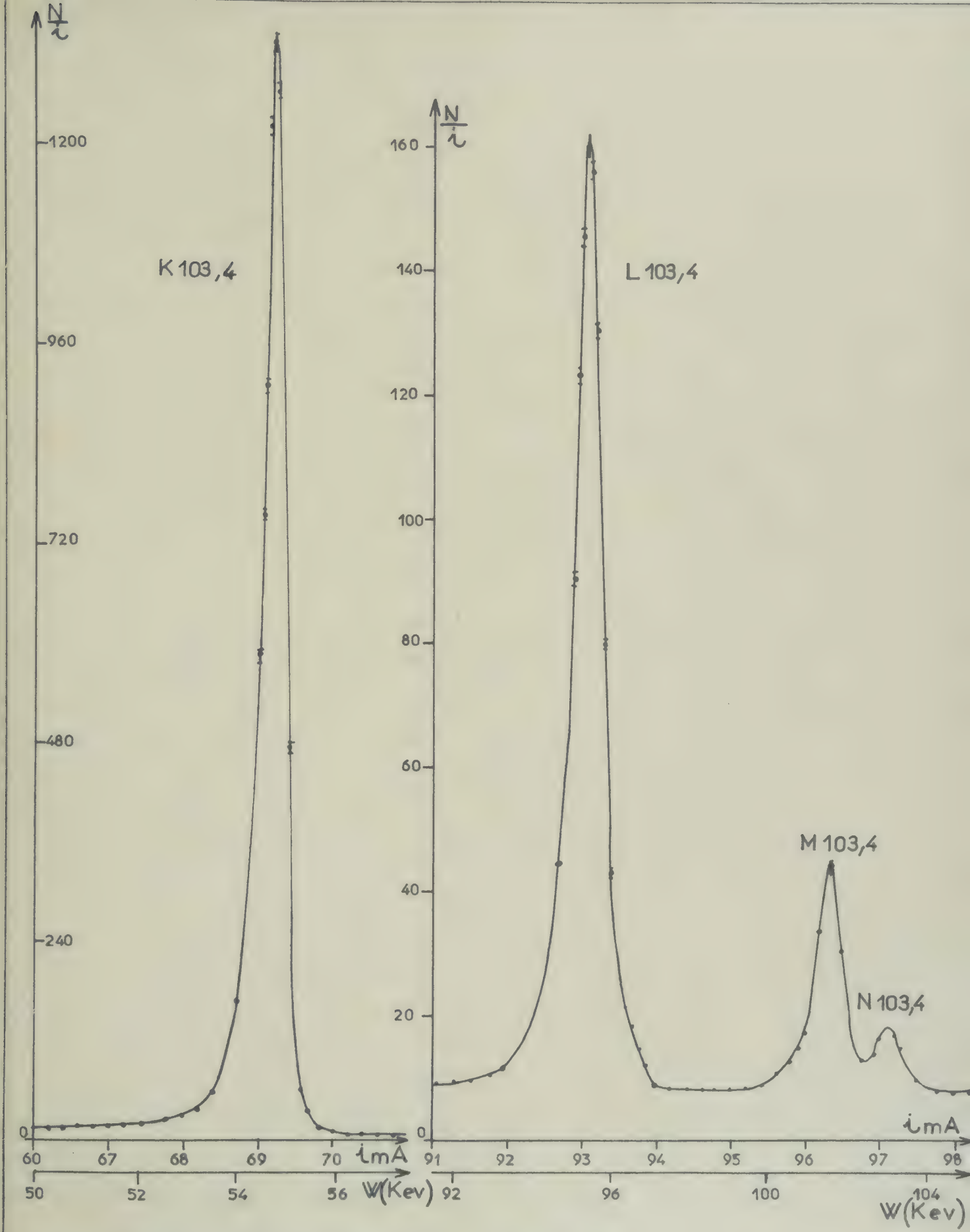


figure 7: raies K, L, M, N 103,4 Kev source II

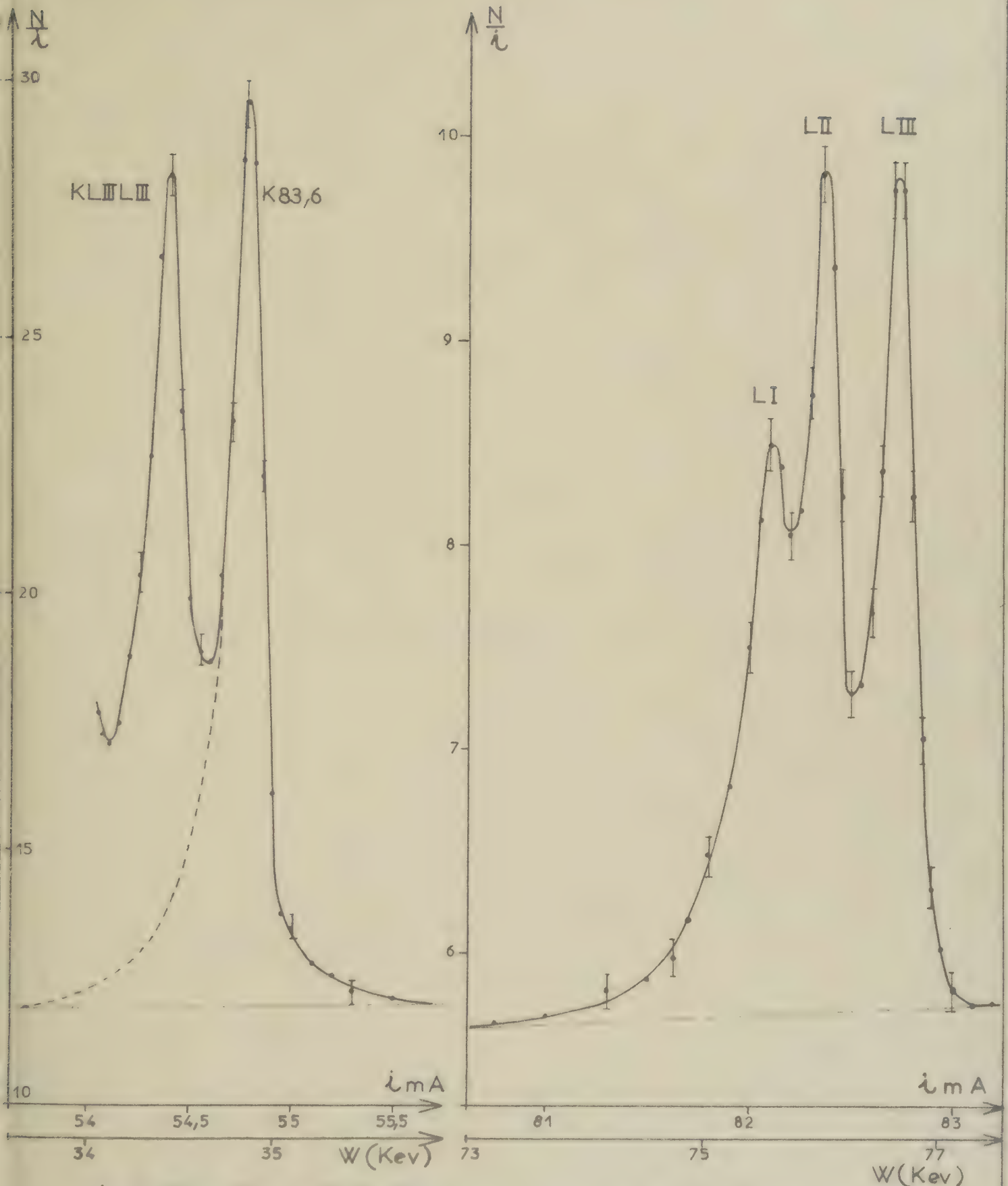
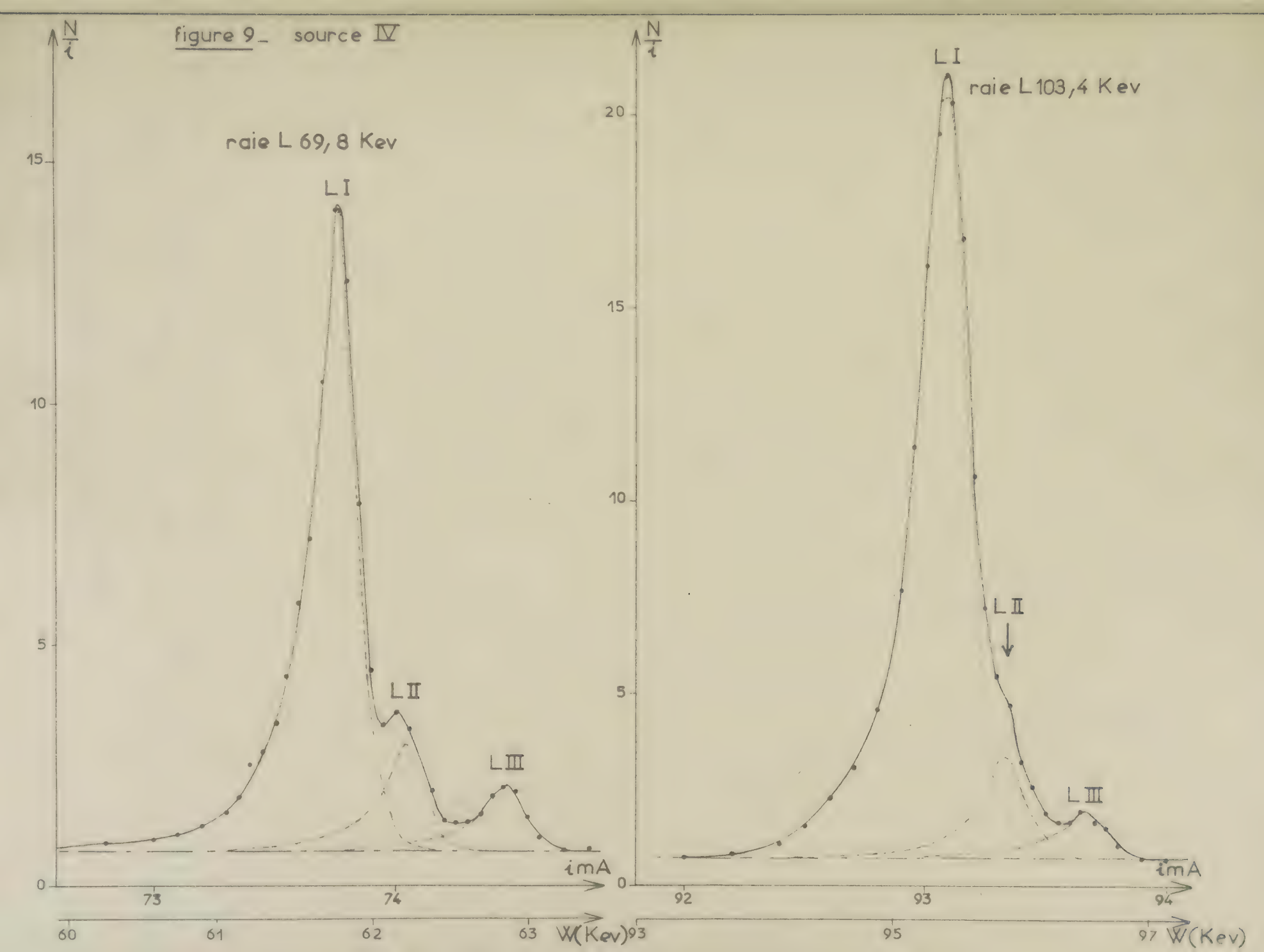


figure 8 (source VII)

figure 9_ source IV



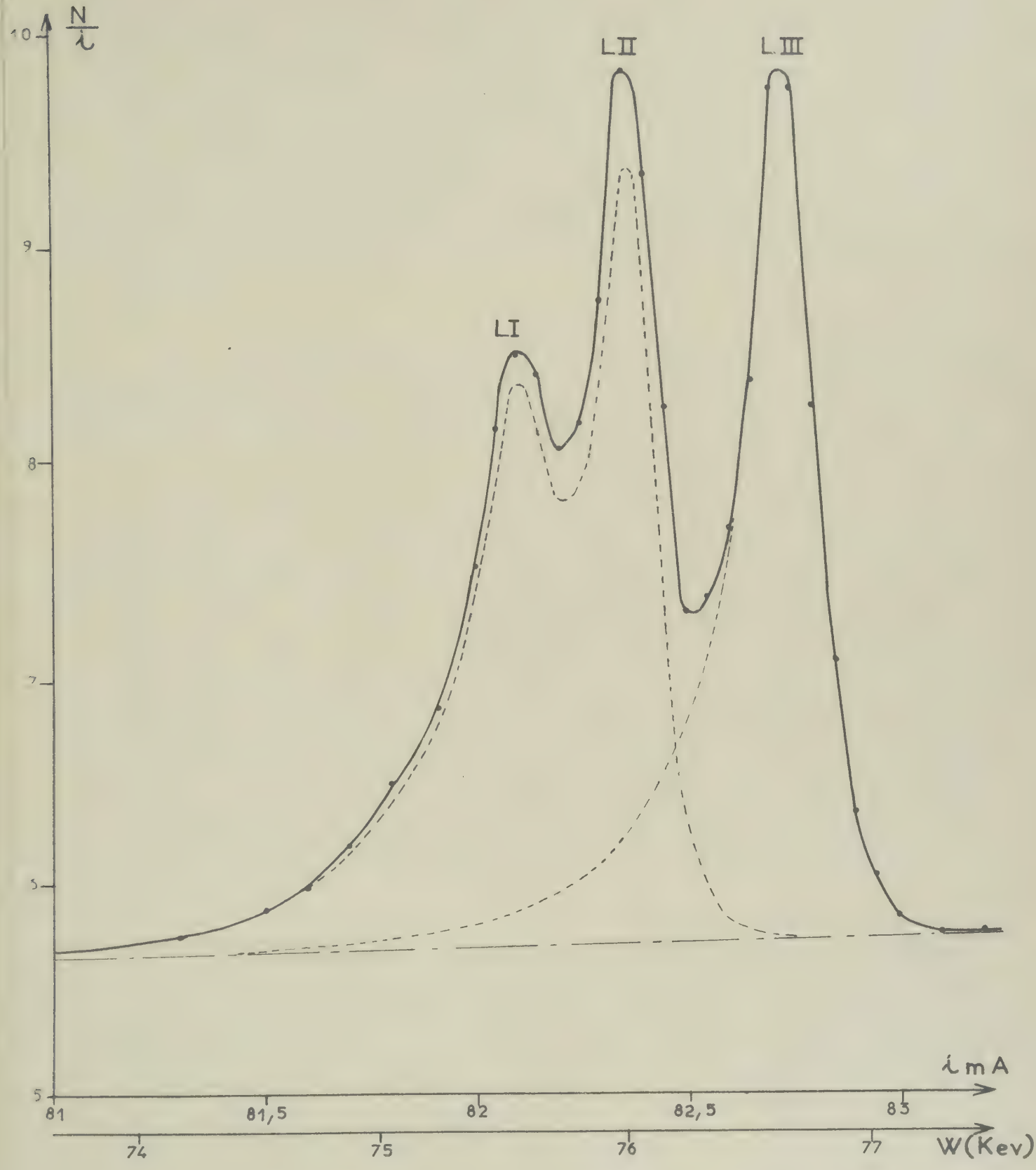


figure 10 _ raie L 83,6 Kev (source VII)

pour mesurer l'aire de cette raie, nous avons d'abord dû la tracer indépendamment de la raie Auger $KL_{III}L_{III}$. Pour cela, nous avons conservé la descente de la raie du côté des hautes énergies, qui n'est pratiquement pas altérée par la raie $KL_{III}L_{III}$ et nous avons eu la montée du côté des basses énergies par affinité avec la montée de la raie voisine K de la transition de 103,4 KeV.

Au contraire, les rapports $L_I/L_{II}/L_{III}$, très importants comme nous l'avons vu précédemment, sont souvent difficiles à exprimer si les trois raies ne sont pas très bien séparées. Ainsi, pour toutes les transitions que nous avons étudiées, les raies L_I et L_{II} ne sont pas complètement séparées (figures 9 et 10) ceci provenant de la très faible différence d'énergie (0,44 KeV) entre elles. Nous avons cependant effectué une décomposition théorique complète pour les raies L des transitions de 69,8 et 103,4 KeV (figure 9), L_{II} étant obtenue comme différence entre le profil réel total et les profils admis pour L_I et L_{III}. Nous avons déterminé aussi le rapport L_I+L_{II}/L_{III} pour ces deux transitions, rapport qui, à priori, est plus précis que L_I/L_{II} et L_{II}/L_{III}.

Les résultats obtenus sont portés dans les tableaux VIII et IX. Les tableaux X et XI donnent les résultats pour les transitions de 83,6 et 19,85 KeV pour lesquelles nous n'avons pas fait de décomposition des deux raies L_I et L_{II}, celles-ci n'étant pas assez bien séparées.

Tableau VIII

Transition de 69,8 KeV.

	K/L	L_I/L_{II}	L_I/L_{III}	L_{II}/L_{III}	L_I+L_{II}/L_{III}	L/M
M1 théor.	7,77	12,66	62,5	4,94	67,44	2,210
Expérience	7,2±0,4	6,0±0,5	9,5±0,5	1,4±0,2	11,2 ± 0,2	4,6±0,2
E2 théor.	0,546	0,1	0,035	0,950	1,046	2,094

Tableau IX

Transition de 103,4 KeV.

	K/L	L_I/L_{II}	L_I/L_{III}	L_{II}/L_{III}	L_I+L_{II}/L_{III}	L/M
M1 théor.	7,939	12,77	66,4	5,2	71,6	2,104
Expérience	7,3±0,2	9 ± 1	18 ± 1	2,0±0,5	20 ± 1	4,7±0,3
E2 théor.	1,36	0,282	0,279	0,99	1,27	2,219

Tableau X

Transition de 83,6 KeV.

	K/L	L_I+L_{II}/L_{III}	L/M
M1 théor.	7,93	68,75	2,181
Expérience	I,60 ± 0,05	1,37 ± 0,05	2,5 ± 0,5
E2 théor.	0,844	1,122	2,189

Tableau XI

Transition de 19,85 KeV.

	L_I+L_{II}/L_{III}	L/M
E2 théor.	0,767	2,3
Expérience	0,70 ± 0,05	2,7 ± 0,5
M3 théor.	0,177	1,6

3 - Nature et polarité des transitions.

Dans les quatre tableaux ci-dessus, nos valeurs expérimentales sont encadréss par les valeurs théoriques des rapports des coefficients de conversion correspondants, pour des transitions M1 et E2 pures pour les rayons γ de 69,8 KeV, 83,6 KeV et 103,4 KeV, soit E2 et M3 pour la transition de 19,85 KeV. En effet, le spin et la parité des niveaux excités de l'europium 153 (figure 3), admis par tous les auteurs, nous indiquent que les trois premiers rayons γ doivent être des mélanges de transitions M1 et E2, tandis que le rayon γ de 19,85 KeV doit être ou bien une transition E2 pure ou bien un mélange de transitions M3 et E2.

Pour calculer les valeurs théoriques des coefficients de conversion pour les transitions M1, E2 et M3 pures, nous avons tracé les courbes donnant log α_2, log β_1 et log β_3 en fonction de log k ($k = E/m_0c^2$), pour Z = 63. Les valeurs obtenues sont portées dans le tableau XII.

Tableau XII

E_γ (KeV)	β_1 (K)	β_1 (L_I)	β_1 (L_{II})	β_1 (L_{III})	β_1 (M)
69,8	4,416	0,519	0,041	0,0083	0,257
83,6	2,661	0,306	0,024	0,0048	0,153
103,4	1,445	0,166	0,013	0,0025	0,082

E_γ (KeV)	α_2 (K)	α_2 (L_I)	α_2 (L_{II})	α_2 (L_{III})	α_2 (M)
19,85		3,846	1117	1462	1109
69,8	2,692	0,229	2,291	2,410	2,355
83,6	1,841	0,134	0,989	1,028	1,000
103,4	1,072	0,097	0,343	0,347	0,374

E_γ (KeV)	β_3 (L_I)	β_3 (L_{II})	β_3 (L_{III})	β_3 (M)
19,85	$1,042.10^5$	6730	$6,281 . 10^5$	$4,58.10^5$

a) Transitions de 69,8 KeV, 83,6 KeV et 103,4 KeV.

p_1 et p_2 étant les proportions de photons M1 et E2 par rapport au nombre total de photons dans la transition, la surface de la raie K est proportionnelle à $p_1 \beta_1$ (K) + $p_2 \alpha_2$ (K).

De même la surface des raies L est proportionnelle à $p_1\ \beta_1(L) + p_2\ \alpha_2\ (L)$ ... etc... par conséquent :

$$(14)\ \left(\frac{K}{L}\right)\ \text{expérimental} = \frac{\text{Surface raie K}}{\text{Surface raie L}} = \frac{p_1\beta_1(K) + p_2\alpha_2(K)}{p_1\beta_1(L) + p_2\alpha_2(L)}$$

de même :

$$(15)\ \left(\frac{L_I}{L_{II}}\right)\ \text{expérimental} = \frac{\text{Surface raie } L_I}{\text{Surface raie } L_{II}} = \frac{p_1\beta_1(L_I) + p_2\alpha_2(L_I)}{p_1\beta_1(L_{II}) + p_2\alpha_2(L_{II})}$$

etainsi de suite pour les autres raies.

De la relation (14) nous tirons :

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)\ K/L = \frac{\beta_1(K) \,/\, \beta_1(L) - (K/L)\ \text{exp.}}{(K/L)\ \text{exp.} - \alpha_2(K) \,/\alpha_2(L)} \times \frac{\beta_1(L)}{\alpha_2(L)}$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)\ K/L = \frac{(K/L)\ \text{théor. M1} - (K/L)\ \text{exp.}}{(K/L)\ \text{exp.} - (K/L)\ \text{théor. E2}} \times \frac{\beta_1\ (L)}{\alpha_2\ (L)}$$

de même avec la relation (15), nous avons :

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{L_I/L_{II}} = \frac{(L_I/L_{II})\ \text{théor. M1} - (L_I/L_{II})\ \text{exp.}}{(L_I/L_{II})\ \text{exp.} - (L_I/L_{II})\ \text{théor. E2}} \times \frac{\beta_1(L_{II})}{\alpha_2(L_{II})}$$

De la même manière nous obtenons le rapport de proportion $\frac{p_2}{p_1}$ pour L_{II}/L_{III} et L_I/L_{III}. De plus nous avons vu plus haut que nous avions avantage au point de vue précision à mesurer le rapport $L_I + L_{II}/L_{III}$. Avec ce dernier rapport, nous pouvons encore obtenir p_2/p_1, nous avons :

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\frac{L_I+L_{II}}{L_{III}}} = \frac{(L_I + L_{II}/L_{III})\ \text{théor. M1} - (L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{exp.}}{(L_I + L_{II}/L_{III})\ \text{exp.} - (L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{théor. E2}} \times \frac{\beta_1(L_{III})}{\alpha_2(L_{III})}$$

Les valeurs de ces rapports sont données dans le tableau XIII.

Tableau XIII

Transition (KeV)	$(\frac{p_2}{p_1})_{K/L}$	$(\frac{p_2}{p_1})_{L_I/L_{II}}$	$(\frac{p_2}{p_1})_{L_I/L_{III}}$	$(\frac{p_2}{p_1})_{L_{II}/L_{III}}$	$(\frac{p_2}{p_1})_{L_I+L_{II}/L_{III}}$	$(\frac{p_2}{p_1})$ moyen
69,8	$1,0.10^{-2}$	$2,0.10^{-2}$	$2,0 . 10^{-2}$	$1,7 . 10^{-2}$	$1,9 . 10^{-2}$	$(1,5\pm0,5).10^{-2}$
83,6	1,25				1,26	$1,25 \pm 0,05$
103,4	$2,4.10^{-2}$	$2,1.10^{-2}$	$2,1 . 10^{-2}$	$2,5 . 10^{-2}$	$2,1 . 10^{-2}$	$(2,2\pm0,3).10^{-2}$

De ces valeurs, nous voyons que la proportion de E2 dans les transitions de 69,8 KeV et 103,4 KeV, est très faible. Au contraire pour la transition de 83,6 KeV la proportion de E2 et M1 est du même ordre de grandeur : 55 % de E2 contre 45 % de M1. Cette valeur du rapport M1/E2 pour la transition de 83,6 KeV, est en bon accord avec celle donnée par Alder et ses collaborateurs (47) : M1/E2 $\approx$1, obtenue par excitation coulombienne.

b) Transition de 19,85 KeV.

Si p_3 et p_2 sont les proportions de photons M3 et E2 par rapport au nombre total de photons dans la transition, de la même manière que dans le paragraphe précédent, nous avons :

$$(\frac{p_3}{p_2})_{\frac{L_I+L_{II}}{L_{III}}} = \frac{(L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{théor. E2} - (L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{exp.}}{(L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{exp.} - (L_I+L_{II}/L_{III})\ \text{théor. M3}} \times \frac{\alpha_2(L_{III})}{\beta_3(L_{III})}$$

Nous avons obtenu :

$$\left(\frac{p_3}{p_2}\right) L_I+L_{II}/L_{III} = (4 \pm 1).10^{-4}$$

par conséquent nous pouvons dire que la transition de 19,85 KeV est pratiquement une transition E2 pure.

4 - Calcul des coefficients de conversion.

A l'aide des valeurs théoriques des coefficients de conversion pour des transitions pures M1 et E2 (tableau XII), et des valeurs expérimentales des rapports de mélange de ces transitions dans les rayons γ de 69,8 KeV, 83,6 KeV et 103,4 KeV (tableau XIII), nous avons déterminé la valeur théorique des coefficients de conversion de ces trois rayons γ pour la couche K. Cette valeur est donnée, avec les notations précédentes, par la relation :

$$\alpha\ (K) = p_1\beta_1(K) + p_2\alpha_2(K)$$

Les valeurs des coefficients de conversion obtenues ainsi sont portées dans le tableau XIV

Tableau XIV

Transitions	α (K)
69,8 KeV	4,39 $\pm$ 0,05
83,6 KeV	2,21 $\pm$ 0,05
103,4 KeV	1,44 $\pm$ 0,05

Nous remarquerons que pour la transition de 69,8 KeV, nous sommes en bon accord avec les précédents auteurs (tableau VI)

et en particulier avec DUBEY (41) qui trouve une valeur identique. Par contre, pour la transition de 103,4 KeV, nous trouvons une valeur légèrement supérieure à celle donnée par tous les auteurs. Quant au coefficient de conversion de la transition de 83,6 KeV, aucun auteur à notre connaissance n'en a donné la valeur.

5 - Etude du niveau de rotation de 83,6 KeV.

a) Calcul des rapports gyromagnétiques g_K et g_R

Des relations (3) et (4) du chapitre I, nous tirons :

$$\frac{B(M1)}{B(E2)} = \frac{3}{100} \cdot \left(\frac{\Delta E}{\hbar c}\right)^2 \times \frac{T(M1)}{T(M2)}$$

$\frac{T(M1)}{T(E2)}$ est égal à la valeur expérimentale du rapport des transitions M1 et E2 :

$$\left(\frac{M1}{E2}\right)_{exp.} = 0,82$$

B(E2) est obtenue à partir de la relation (5) dans laquelle Q_o est pris égale à $7,7 \cdot 10^{-24} cm^2$, valeur donnée par Alder et ses collaborateurs (47), et en accord avec celle obtenue par l'étude de la structure hyperfine du spectre optique.

Nous avons trouvé :

$B(E2) = 2,1\ e^2 \cdot 10^{-48}\ cm^4$

$B(M1) = 8,04\ e^2 \cdot 10^{-31}\ cm^2$

Cette valeur de B(M1) introduite dans la relation (7) nous donne :

$$g_K - g_R = \pm 0,15$$

Finalement avec la relation (8), suivant le signe que nous

prenons, nous obtenons :

$$\begin{cases} g_R = 0,29 \\ g_K = 0,44 \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} g_R = 0,38 \\ g_K = 0,23 \end{cases}$$

En l'absence de détermination du signe de $g_K - g_R$, on ne peut conclure. Cependant, la valeur prévue théoriquement pour g_R est $Z/A = 0,41$ et l'accord est relativement satisfaisant.

b) Détermination d'une branche β alimentant le niveau de 83,6 KeV.

Dans le but de savoir si le niveau de 83,6 KeV est alimenté par une branche β du spectre du samarium 153, nous avons successivement comparé les intensités des transitions de 19,85KeV et de 83,6 KeV à l'intensité de la raie K de conversion de la transition de 103,4 KeV.

$$\frac{\text{Intensité transition 83,6 KeV}}{\text{Intensité raie K de 103,4 KeV}} = \frac{(e+\gamma)83,6}{(e_K)103,4} = \frac{(e_K)83,6}{(e_K)103,4} \cdot \left[1 + \frac{L+M}{K} + \frac{1}{(\alpha_K)83,6}\right]$$

$$\frac{\text{Intensité transition 19,8 KeV}}{\text{Intensité raie K de 103,4 KeB}} = \frac{(e+\gamma)19,8}{(e_K)103,4} = \frac{(e_L)19,8}{(e_K)103,4} \cdot \left[1 + \frac{M}{L}\right]$$

Nous avons trouvé respectivement : $3,3 \cdot 10^{-2}$ et $2,1 \cdot 10^{-2}$ pour ces deux rapports. La différence de ces deux nombres représente l'intensité de la transition β alimentant le niveau de 83,6 KeV car aucune transition γ n'y conduit, le deuxième niveau de rotation de 187 KeV n'étant pas alimenté dans la désintégration. On a donc :

$$\frac{\text{Intensité branche β au niveau de 83,6 KeV}}{\text{Intensité raie K de 103,4 KeV}} = 1,2 \cdot 10^{-2}$$

Le niveau de 103,4 KeV se désexcité soit par émission d'électrons de conversion e_K, e_L, e_M... soit par émission de rayons γ de 103,4 KeV et 19,8 KeV. Nous ne tenons pas compte ici de la transition de 5,8 KeV qui pourrait exister, comme nous le verrons plus loin et qui est surement très faible. De plus le niveau de 103,4 KeV est alimenté par environ 80 % des désintégrations β du samarium 153.

A l'aide de ces données, nous avons trouvé que l'intensité de la branche β alimentant le niveau de 83,6 KeV est égale à $5 . 10^{-3}$ par désintégration. Ceci correspond à une valeur de log ft = 8,8 ,valeur indiquée par NIJGH et ses collaborateurs (48) pour des transitions $\Delta I = 2$, oui (transitions une fois interdites uniques).

Il ne semble donc pas que la transition β soit affectée d'un facteur d'interdiction supplémentaire dû à la transition vers un niveau de rotation. Un tel facteur pourrait exister d'après les travaux théoriques d'ALAGA (49).

B - SPECTRES DES ELECTRONS AUGER K et L

1 - Etude des électrons Auger K.

a) groupe Auger KLL

L'étude des électrons Auger KLL a été faite avec les sources III, IV et V, toutes de largeur 1 mm ; ceci ajouté à une bonne activité spécifique, nous a permis d'obtenir une excellente résolution des raies, sauf pour la raie $KL_{II}L_{II}$ de faible intensité (figure 12).

Les mesures sur ce groupe KLL ont été effectuées en faisant varier le courant par bonds de 0,05 mA, chaque point étant compté environ 30 minutes, ce qui a permis une bonne statistique. Les valeurs expérimentales de l'énergie des raies de ce groupe sont portées dans le tableau XV. Nous constatons que ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs théoriques calculées à l'aide de la relation :

$$E_{KL_pL_q} \cong E_K^Z - E_{L_p}^Z - E_{L_q}^Z + \Delta Z$$

dans laquelle on a pris : $\Delta Z = 0,5$ quand L_q est L_I et $\Delta Z = 1$ quand L_q est L_{II} ou L_{III}.

Pour déterminer l'intensité des raies du groupe KLL, nous avons effectué une décomposition en cinq raies ($KL_{II}L_{II}$ et KL_IL_{III} étant trop peu séparées pour pouvoir faire une décomposition), en admettant le profil de chaque raie affiné du profil de la raie K de la transition de 83,6 KeV déjà tracé.

Les intensités relatives de ces raies, ainsi séparées sont indiquées dans le tableau XVI. Outre nos résultats, nous donnons les résultats expérimentaux de Mme. MARGUIN et M. MOUSSA (9) pour le baryum ; ceux de EWAN, GRAHAM et GRODZINS (50) pour le samarium et ceux de EWAN et MERRITT (51) pour le gadolinium ainsi que les valeurs théoriques de ASAAD et BURHOP (5) pour l'argent et le mercure.

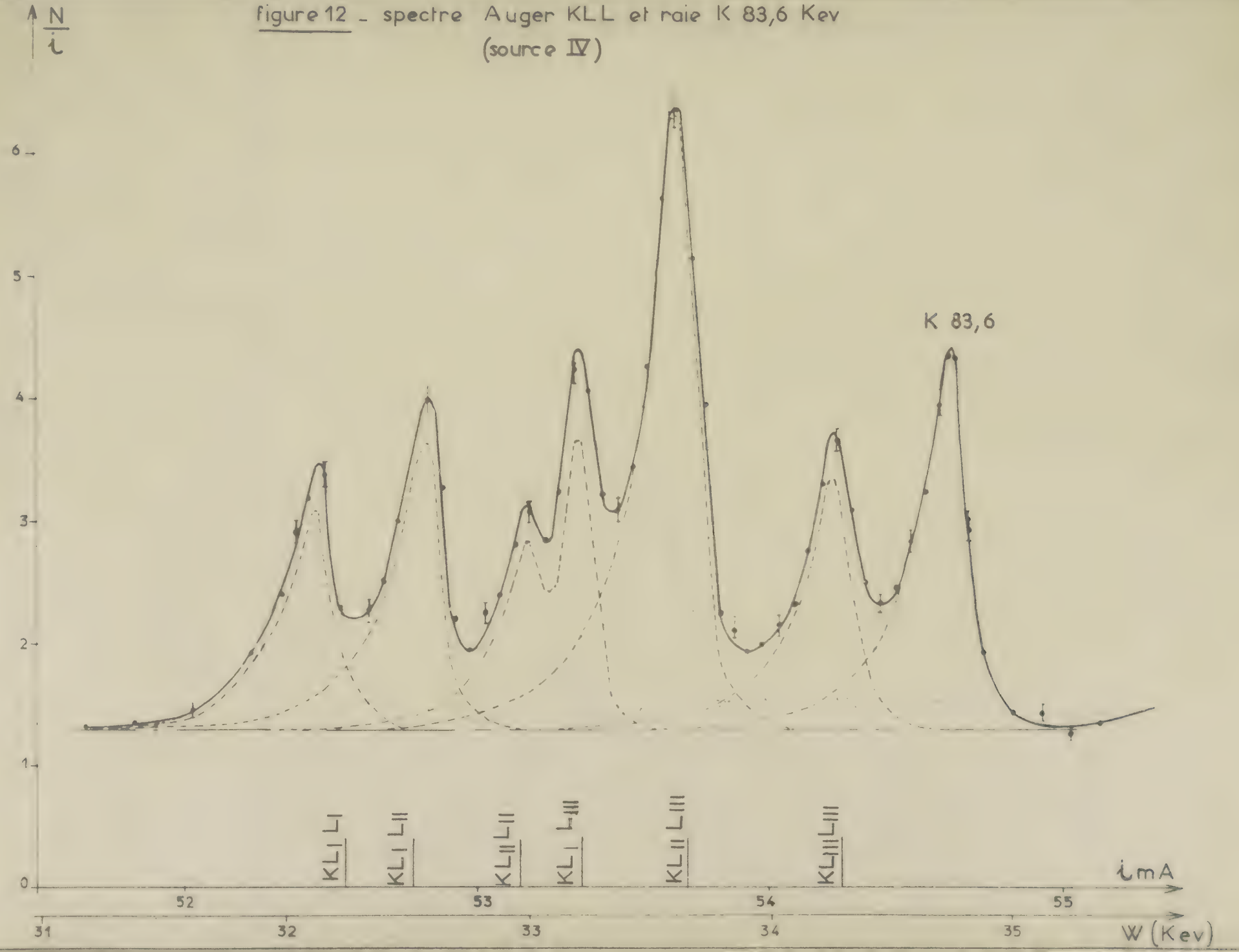
Tableau XV

Raie	Energie expér. (KeV)	Energie théor. (KeV)
KL_IL_I	32,15 ± 0,10	32,23
KL_IL_{II}	32,59 ± 0,05	32,51
$KL_{II}L_{II}$	32,98 ± 0,05	32,95
KL_IL_{III}	33,22 ± 0,05	33,20
$KL_{II}L_{III}$	33,62 ± 0,05	33,64
$KL_{III}L_{III}$	34;29 ± 0,05	34,28

Tableau XVI

	Valeurs expérimentales				Valeurs théor.	
	présent travail Z = 63	Ewan (51) Z = 64	Ewan (50) Z = 62	Marguin (9) Z = 56	Asaad (5) Z = 47	Asaad (5) Z = 80
KL_IL_I	1	1	1	1	1	1
KL_IL_{II}	1,3±0,1	1,40±0,10	1,39±0,06	1,4±0,1	1,82	1,20
KL_IL_{III} + $KL_{II}L_{II}$	1,5±0,1	1,57±0,06	1,72±0,06	1,8±0,1	1,90	2,42
$KL_{II}L_{III}$	3,0±0,1	3,08±0,18	3,14±0,13	2,9±0,15	4,71	4,32
$KL_{III}L_{III}$	1,2±0,1	1,28±0,09	1,39±0,06	1,5±0,1	1,90	2,40

figure 12 - spectre Auger KLL et raie K 83,6 Kev
(source IV)



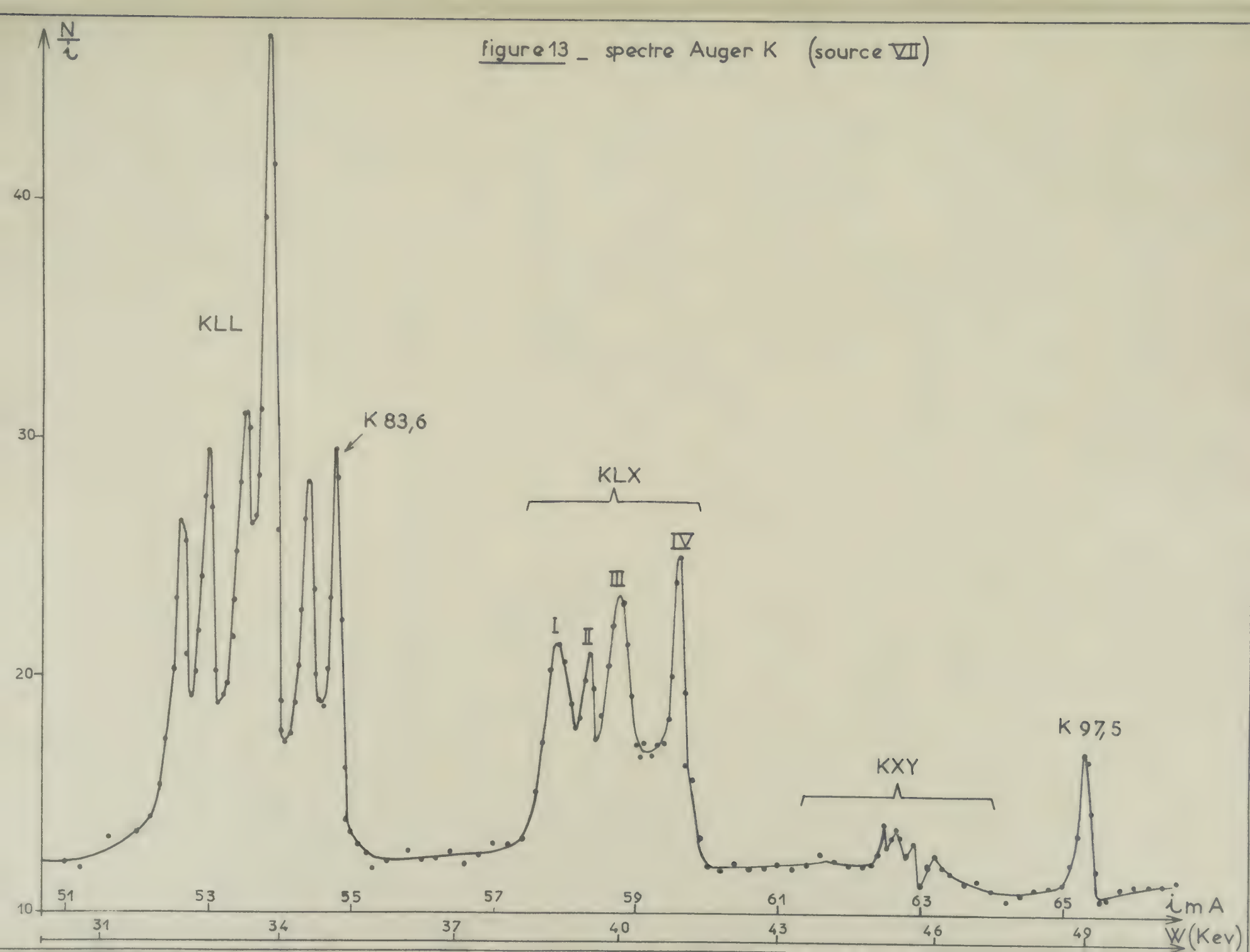


figure 13 _ spectre Auger K (source VII)

Nos valeurs s'accordent assez bien avec celles des auteurs précédents. Le plus grand écart est pour la raie $KL_{II}L_{III}$ dont l'intensité est plus faible que celle prévue par les calculs; et nous constatons que tous les résultats expérimentaux donnent une valeur plus faible que la valeur théorique.

b) Groupes Auger KLX et KXY

L'étude de ces groupes Auger a été faite avec la source VII. Ces groupes sont très complexes (figure 13). Pour les Auger KLX nous nous bornons à indiquer à quels groupes de raies correspondent les quatre pics nettement résolus - tableau XVII.

Tableau XVII

	Pic I	Pic II	Pic III	Pic IV
Energie (KeV)	38,93	39,53	40,05	41,14
Transitions	KL_IM_{II} KL_IM_{III}	$KL_{II}M_{III}$	$KL_{III}M_{II}$ $KL_{III}M_{III}$ KL_IN_I	$KL_{III}N_I$

c) Intensités relatives des groupes Auger KLL, KLX et KXY.

Les intensités relatives des groupes d'électrons Auger K sont déterminées par le rapport des aires situées au-dessous des courbes donnant N/i en fonction de i. Une incertitude provient de l'évaluation du fond continu du côté des basses énergies. Les résultats obtenus sont portés dans le tableau XVIII -

où nous donnons quelques valeurs obtenues par d'autres auteurs pour divers éléments.

Tableau XVIII

	BROYLES (53) Z = 47	MARGUIN (9) Z = 47	MARGUIN (54) Z = 69	NALL (52) Z = 80	PINCHERLE (11) théor.	Présent travail Z = 63
KLL	1	1	1	1	1	1
KLX	0,40±0,04	0,42±0,02	0,49±0,04	0,496±0,015	0,715	0,60 ± 0,03
KXY	0,08±0,02	0,081±0,012		0,094±0,003	0,102	0,086±0,015

Notre valeur de KXY/KLL est en bon accord avec celles de tous ces auteurs. Par contre, notre valeur de KLX/KLL parait un peu élevée comparée à celles de ces mêmes auteurs, sauf la valeur donnée par PINCHERLE (11) qui est plus élevée, mais celui-ci donne une valeur constante, indépendante de Z. Or d'après les valeurs trouvées pour les éléments étudiés jusqu'à présent, il apparaît que le rapport KLX/KLL augmente avec Z. Nous avons représenté sur la figure 3, en fonction de Z, les rapports KLX/KLL et KXY/KLL donnés par NIJGH et ses collaborateurs (48) augmentés de ceux donnés par NALL(52) et par Mme. MARGUIN (9 et 54) ainsi que ceux obtenus dans le présent travail.

d) Rendement de fluorescence K

Comme nous l'avons vu, le rendement Auger K, soit a_K est mesuré par le rapport des intensités des groupes Auger K

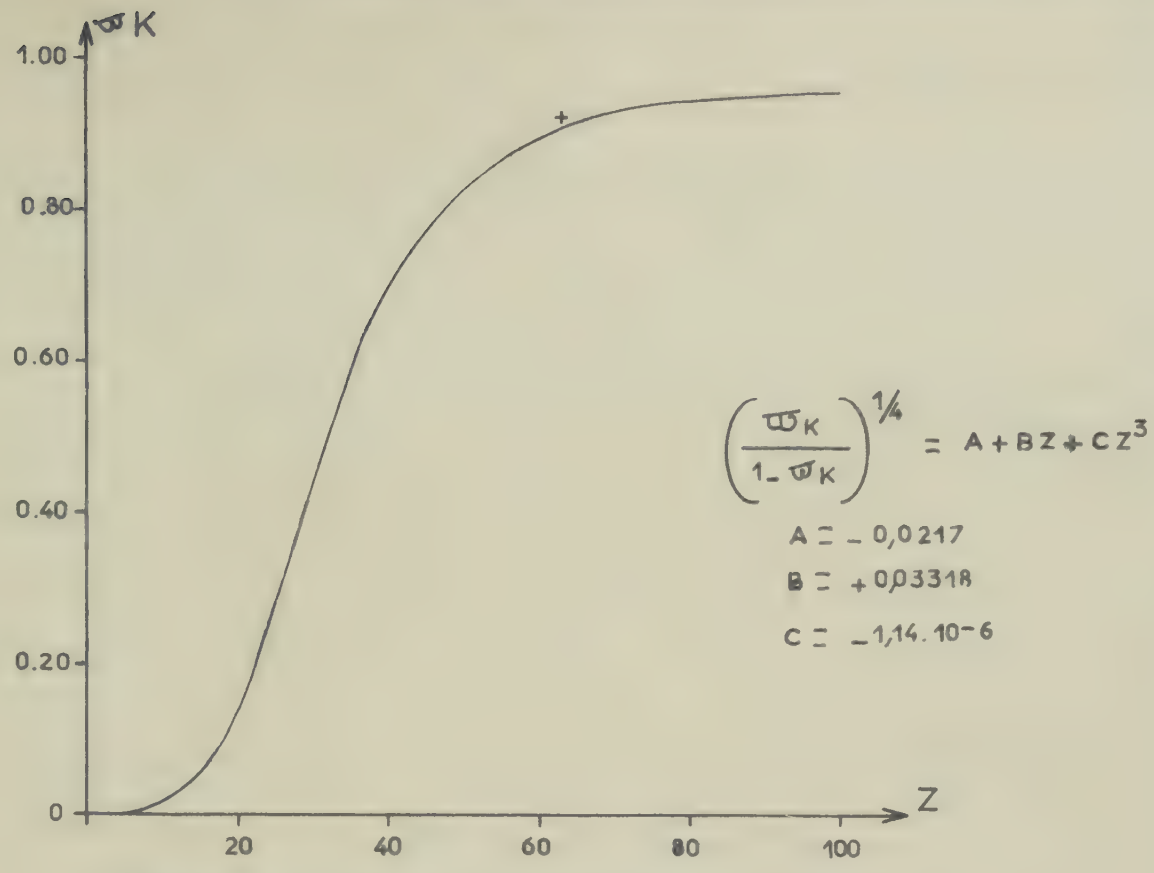


figure 2 - rendement de fluorescence de la couche K
+ présent de travail

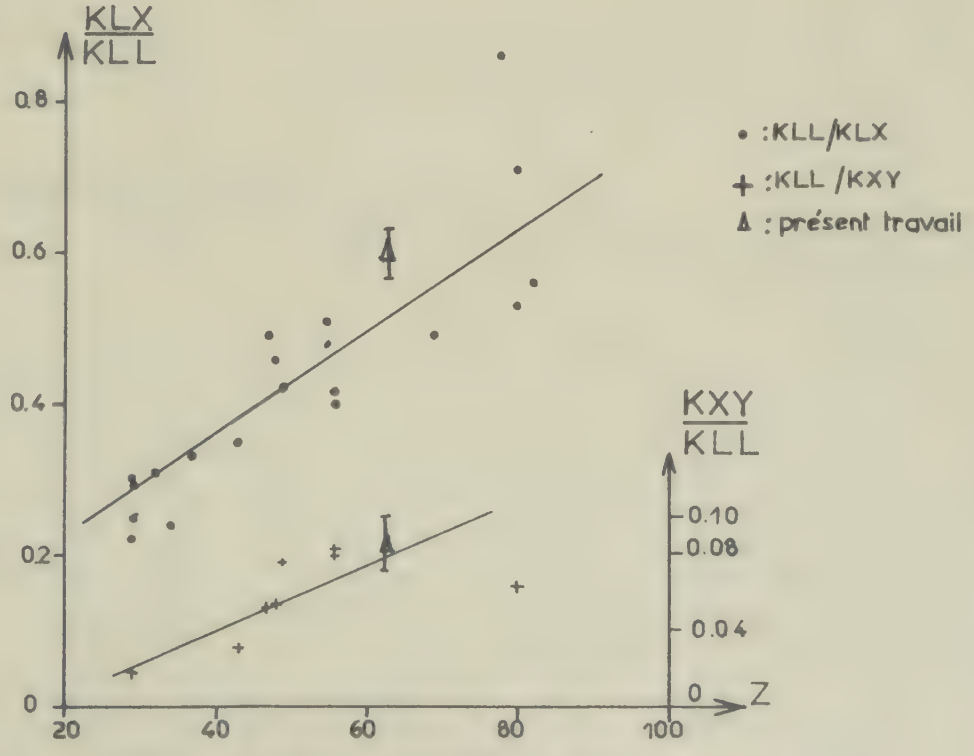


figure 4 - rapport des intensités des groupes Auger KLL KLX et KXY
valeurs expérimentales

et des raies K de conversion de toutes les transitions γ.
Nous avons trouvé :

$$a_K = 0,075 \pm 0,005$$

L'erreur 0,005 englobe l'erreur statistique sur chaque point et l'erreur due au fait que l'on déduit un peu arbitrairement le fond continu β^-. Signalons que dans l'évaluation de l'intensité des raies K de conversion, nous n'avons pas tenu compte des transitions de 545 KeV et de 610 KeV, celles-ci intervenant pour moins de 1 % dans l'intensité totale (38 et 44). Il en résulte pour le rendement de fluorescence ω_K la valeur :

$$\omega_K = 0,925 \pm 0,005$$

Ce résultat donne un point qui se place assez bien sur la courbe de LABERRIGUE et RADVANYI (18) de la figure 2. La valeur calculée à l'aide de la relation de BURHOP (17) serait $\omega_K = 0,913$ donc très voisine de celle de LABERRIGUE et RADVANYI : (ω_K=0,910)

2 - Etude des électrons Auger L.

L'étude du groupe Auger L a été faite avec la source V de 2 mm de largeur, très mince et d'activité spécifique élevée. D'après la définition du pouvoir séparateur de l'appareil : $\Delta(B\rho)/B\rho$ = constante, à différence d'énergie égale, les raies sont d'autant mieux séparées que nous sommes à plus basse énergie. Ceci explique pourquoi nous avons utilisé une source de 2 mm de large et non de 1 mm, le groupe Auger L se situant à très basse énergie.

La partie du spectre du côté des hautes énergies a été obtenue sans accélération, tandis que l'autre partie du côté des basses énergies a été obtenue en appliquant aux électrons une post-accélération de 1.500 volts.

a) Structure du groupe Auger L

La figure 14 représente le groupe Auger L. Le spectre présente une queue du côté des basses énergies due à l'absorption dans l'épaisseur de la source. L'aspect du spectre est analogue à celui obtenu par Mme. MARGUIN (9 et 54) pour le baryum et l'ytterbium, mais avec une activité spécifique meilleure, et par conséquent des détails supplémentaires. Par contre, il est différent de l'aspect du spectre obtenu pour Z = 80 par BELLICARD (8), GEOFFRION (10) et NALL (52).

L'étude du groupe Auger L est très complexe. Nous nous sommes bornés à indiquer les groupes de raies correspondant aux pics apparents sur la figure 14. Le tableau XIX donne les énergies de ces transitions calculées d'après la relation :

$$E_{L_p XY} = E^{Z}_{L_p} - E^{Z}_{X} - E^{Z+1}_{Y}$$

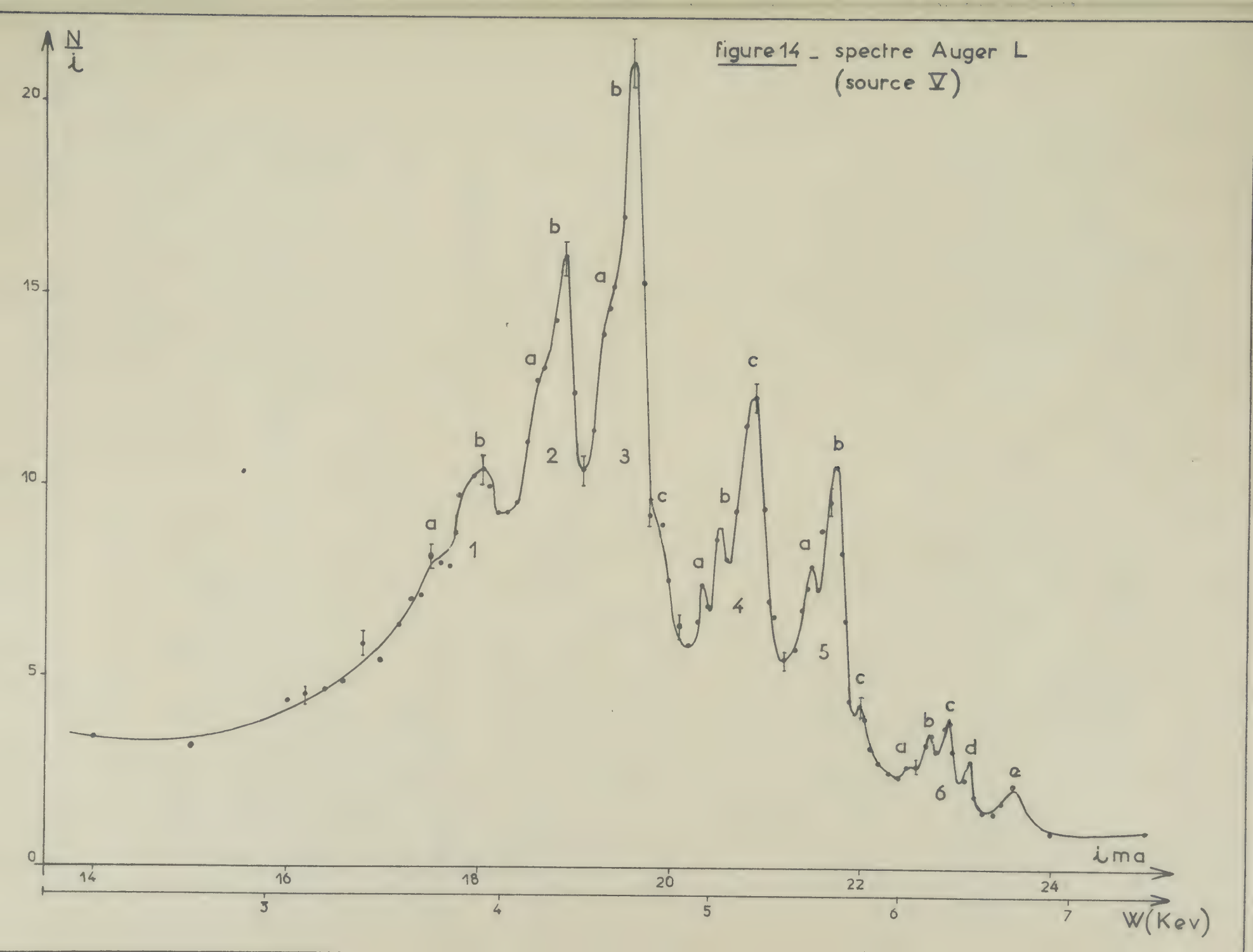


figure 14 _ spectre Auger L
(source V)

et des raies K de conversion de toutes les transitions γ.

Nous avons trouvé :

$$a_K = 0,075 \pm 0,005$$

L'erreur 0,005 englobe l'erreur statistique sur chaque point et l'erreur due au fait que l'on déduit un peu arbitrairement le fond continu β^-. Signalons que dans l'évaluation de l'intensité des raies K de conversion, nous n'avons pas tenu compte des transitions de 545 KeV et de 610 KeV, celles-ci intervenant pour moins de 1 % dans l'intensité totale (38 et 44). Il en résulte pour le rendement de fluorescence ω_K la valeur :

$$\omega_K = 0,925 \pm 0,005$$

Ce résultat donne un point qui se place assez bien sur la courbe de LABERRIGUE et RADVANYI (18) de la figure 2. La valeur calculée à l'aide de la relation de BURHOP (17) serait $\omega_K = 0,913$ donc très voisine de celle de LABERRIGUE et RADVANYI : (ω_K=0,910)

2 - Etude des électrons Auger L.

L'étude du groupe Auger L a été faite avec la source V de 2 mm de largeur, très mince et d'activité spécifique élevée. D'après la définition du pouvoir séparateur de l'appareil : $\Delta(B\rho)/B\rho$ = constante, à différence d'énergie égale, les raies sont d'autant mieux séparées que nous sommes à plus basse énergie. Ceci explique pourquoi nous avons utilisé une source de 2 mm de large et non de 1 mm, le groupe Auger L se situant à très basse énergie.

b) Rendement de fluorescence L.

Le rendement Auger L moyen : $a_L = 1 - \omega_L$ est égal au rapport du nombre d'électrons Auger L au nombre de vacances L totales.

Le nombre d'électrons Auger L, soit A_L est obtenu par la mesure de l'aire comprise sous les raies Auger L.

Les vacances L se composent de vacances primaires et secondaires. Le nombre de vacances primaires L est obtenu en faisant la somme des aires comprises sous les raies L de conversion de toutes les transitions γ ; les aires étant bien entendu normalisées. Les vacances secondaires L proviennent d'électrons qui ont quitté la couche L pour remplir la couche K, soit par une transition radiative $K_{\alpha 1} = KL_{III}$ ou $K_{\alpha 2} = KL_{II}$, soit par une transition Auger KLL ou KLX.

Le nombre de vacances L totales N_L est donc :

$$N_L = n_L + n_K \left[a\,\omega_K + (1-\omega_K)(2a_1 + a_2) \right]$$

n_L = nombre de vacances primaires L

n_K = nombre de vacances primaires K

ω_K = rendement de fluorescence K

a_1 = rapport du nombre d'électrons Auger KLL au nombre total d'électrons Auger K,

a_2 = rapport du nombre d'électrons Auger KLX au nombre total d'électrons Auger K,

a = rapport du nombre de quanta K_α au nombre total de quanta K

D'après nos mesures, nous avons trouvé :

$a_1 = 0,59$

$a_2 = 0,36$

$\omega_K = 0,925$

a est pris égal à 0,80 d'après les valeurs données par NIJGH (48)

En portant ces valeurs dans la relation :

$$a_L = 1 - \omega_L = \frac{AL}{n_L + n_K\left[\frac{a}{\omega_K} + (1-\omega_K)(2a_1 + a_2)\right]}$$

avec $A_L = 640 \pm 60$ pour $n_K = 622 \pm 10$ et $n_L = 91,5 \pm 5$, il vient :

$$a_L = 1 - \omega_L = 1,03 \pm 0,15$$

Cette valeur est évidemment trop grande; ceci peut provenir de la difficulté d'évaluation du pied important du groupe Auger L du côté des basses énergies, mais il y a une autre explication. En effet, si nous comparons notre spectre Auger L avec celui donné par d'autres auteurs, et en particulier avec celui donné par Mme MARGUIN (9) pour le baryum, nous constatons que le pic n° 2 b (à 4,29 KeV) est anormalement élevé. Or l'énergie de ce pic correspond exactement à l'énergie d'une raie M_{III} de conversion d'une transition γ de 5,8 KeV. Cette transition est précisément celle qui, a partir du niveau de 103,4 KeV alimenterait le niveau de 97,6 KeV. Sur le schéma de désintégration de la figure 3 nous voyons que cette transition doit être une M2, donc principalement convertie dans les couches M_I et M_{LII} , ce qui expliquerait très bien l'intensité élevée du pic n° 2b. La conversion N de cette transition donnerait une raie située à 5,5KeV

ce qui peut expliquer une partie du pic n° 5 a. Il est donc très probable que nous avons là les raies de conversion de la transition de 5,8 KeV alimentant le niveau de 97,6 KeV. D'ailleurs ce niveau ne semble pas pouvoir être alimenté par une branche β directe, la transition correspondante serait du type $\Delta I = 2$, non, donc deux fois interdite, avec un log ft de l'ordre de 13, d'où un branchement de l'ordre de 10^{-6}.

Si donc le niveau à 97,6 KeV n'est pas alimenté par un rayon γ depuis le niveau de 710 KeV, il faut admettre que la transition de 97,6 KeV et celle de 5,8 KeV ont même intensité. Cela n'est pas impossible d'après l'aspect du spectre Auger L. Cependant, il n'est pas possible de conclure définitivement, il faudrait comparer ce spectre à celui d'un autre isotope de l'europium, par exemple l'europium 151. D'autre part, étant donné la répartition différente des vacances primaires L, on ne peut pas s'attendre à une identité parfaite des deux spectres. Nous n'avons pu faire cette étude qui nécessiterait une longue irradiation par neutrons de samarium 150 isotopiquement pur.

Nous allons supposer que la radiation de 5,8 KeV existe et que c'est elle qui explique notre valeur du rendement Auger L supérieur à 1. Nous pouvons connaître l'intensité de ses raies de conversion et pratiquement de son intensité elle-même car elle est presque totalement convertie.

En effet nous pouvons écrire :

$$e_{5,8\ KeV} = (e + \gamma)_{97,6} = e_{97,6}\left(1 + \frac{1}{\alpha_{97,6}}\right)$$

Nous prendrons comme valeur du coefficient de conversion totale de la transition de 97,6 KeV, la valeur donnée par Mc Cutchen (44) : $\alpha \approx 0,2$ et qui correspond à un mélange de transitions E1 et M2. Nous trouvons alors :

$$\frac{e_{5,8\ KeV}}{\text{Transition } 103,4\ KeV} = 1,5 \cdot 10^{-2}$$

Le calcul de a_L peut alors être repris, mais la diminution de l'aire du groupe Auger L est très faible, A_L passant de 640 à 630 environ, soit une variation très inférieure à l'erreur commise dans l'estimation du pied du groupe de raies. La détermination du rendement Auger L par cette méthode est donc très peu précise à cause de la très faible énergie de ces électrons.

Chapitre V

CONCLUSIONS

Les travaux exposés dans le chapitre précédent sont relatifs à deux questions principales : les électrons de conversion interne et les électrons Auger K et L.

I - Electrons de conversion :

Nous avons mesuré les énergies et les intensités relatives des transitions de 19,85 - 69,8 - 83,6 - 97,6 - 103,4 et 173,2 KeV. D'après le rapport des aires comprises sous les raies de conversion K, L, M et L_I, L_{II}, L_{III} d'un même rayon γ, nous en avons déduit la nature et la polarité de la transition : Mélange de M1 et E2 avec une très faible proportion de E2 pour les rayons γ de 69,8 et 103,4 KeV ; mélange de M1 et E2 en proportion à peu près égale (45 % de M1 contre 55 % de E2) pour la transition de 93,6 KeV. La transition de 19,85 KeV que nous avons mis en évidence, étant comme prévu par le schéma de désintégration de la figure 3, une E2 à peu près pure.

Avec ces valeurs des rapports de mélange des transitions nous avons déduit les coefficients de conversion interne théoriques des transitions de 69,8 - 83,6 et 103,4 KeV.

De plus la valeur du rapport de mélange des transitions M1 et E2 désexcitant le niveau de 83,6 KeV nous a permis de calculer les valeurs des rapports gyromagnétiques g_K et g_R du mouvement nucléaire intrinsèque et collectif de l'europium 153.

Enfin nous avons déterminé l'intensité d'une branche β du spectre du samarium 153, alimentant le niveau de 83,6 KeV de l'europium 153.

II - Electrons Auger K et L.

a) Electrons Auger K

Nous avons mesuré les intensités relatives des groupes Auger KLL, KLX et KXY. Dans le groupe KLL nous avons obtenu six raies que nous avons pu identifier ; leurs énergies sont données avec une bonne précision par la relation des Bergström et Hill (6)

$$E_{K\,L_p\,L_q} = E_K^Z - E_{Lp}^Z - E_{Lq}^{Z+\Delta Z}$$

et leurs intensités relatives sont en assez bon accord avec les calculs de Asaad et Burhop (5)

Nous avons précisé la structure du groupe KLX, mais seulement en identifiant les pics du spectre comme correspondant à un certain nombre de raies. Enfin nous avons déterminé le rendement de fluorescence K, lequel est en bon accord avec la valeur théorique de Laberrigue et Radwanyi (18).

b) Electrons Auger L.

Le grand pouvoir séparateur du spectromètre et la bonne activité spécifique de nos sources nous ont permis de préciser la structure du spectre Auger L, mais le nombre élevé des raies rend leur identification très difficile.

De même que pour le groupe KLX nous avons seulement identifié les pics nettement résolus comme correspondant à un certain nombre de raies.

La difficulté d'évaluation du pied de ce groupe ne nous a pas permis d'obtenir le rendement de fluorescence L.

Enfin la structure particulière du spectre Auger L nous a permis de penser qu'à ce spectre se superposaient les raies de conversion d'un rayon γ de 5,8 KeV, transition qui alimenterait le niveau de 97,6 KeV à partir du niveau de 103,4 KeV.

BIBLIOGRAPHIE

(1) ROSE M.E. - Internal conversion coefficients, 1958, (North Holland Publishing Company, Amsterdam).

(2) SLIV L.A. et BAND I.M. - Zh. Eksptl. i. Teort. Fiz., 1956, 31, 134.

(3) BOHR A. et MOTTELSON B.R. - Dan. Mat. Fys. Medd., 1953, 16, 27.

(4) SIEGBAHN K. - Beta et gamma spectroscopy 1955 (North Holland publishing company, Amsterdam).

(5) ASAAD W.N. et BURHOP E.H.S. - Proc. Phys. Soc. London, 1958, 71, n° 3, 369.

(6) BERGSTRÖM I. et HILL R.D. - Ark. f. Fys., 1954, 8, n° 2, 21.

(7) MLADJENOVIC M. et SLÄTIS H. Ark. f. Fys., 1954, 9, n° 4, 41.

(8) BELLICARD J.B., MOUSSA A. et HAYNES S.K. - Nuclear Phys., 1957, 3, 307.

(9) MARGUIN P. et MOUSSA A. - J. Phys. Rad., 1960, 21, 149.

(10) GEOFFRION C. et NADEAU G. - Can. J. Phys., 1957, 35, 1284.

(11) PINCHERLE L. - Nuovo Cimento, 1935, 12, 81.

(12) BURHOP E.H.S. - Proc. Roy. Soc., 1935, 148 A, 272.

(13) MASSEY H. et BURHOP E.H.S. - Proc. Roy. Soc., 1936, A 153, 661.

(14) RAMBERT E.G. et RICHTMYER F.K., Phys. Rev., 1937, 51, 913.

(15) RUBINSTEIN R.A. et SNYDER J.N. Phys.-Rev., 1955, 97, 1653.

(16) HILL R.D. - Phys. Rev., 1953, 91, 770.

(17) BURHOP E.H.S. - J. Phys. Rad., 1955, 16, 625.

(18) LABERRIQUE-FROLOW J. et RADVANYI P. - J. Phys. Rad., 1956, 17, 944.

(19) MOUSSA A. et BELLICARD J.B. - J. Phys. Rad., 1954, 15, 85 A.

(20) JUILLARD A. et MOUSSA A. - J. Phys. Rad., 1958, 19, 94.

(21) MACK J.E. - Rev. Mod. Phys., 1950, 22, 64.

(22) MAYER M. - Phys. Rev., 1950, 78, 16.

(23) MILLER L.C. et CURTIS L.F. - Phys. Rev., 1946, 70, 983.

(24) HILL R.D. - Phys. Rev., 1948, 74, 78.

(25) BURSON S.B. et MUEHLHAUSE C.O. - Phys. Rev., 1948, 74, 1264.

(26) HILL J.M. et SHEPHERD L.R. - Proc. Phys. Soc. (London), 1950, A63, 126.

(27) Mc GOWAN F.K. - Phys. Rev., 1950, 80, 482.

(28) SIEGBAHN K. dans M. Siegbahn commemorative volume (Almquist et Wiksells Boktryckeri AB, Uppsala, 1951.) P. 237 - 241.

(29) BANNERMAN R.C. - Proc. Phys. Soc. (London), 1952, A65, 565.

(30) RUTLEDGE W.C., CORK J.M. et BURSON S.B. Phys. Rev., 1952 86, 775.

(31) MIHELICH J.N. - Phys. Rev., 1952, 87, 646 ; et communication privée à Hollander, PERLMAN et SEABORG - Rev. Mod. Phys. 1953, 25, 469.

(32) SUNYAR A.W. - Communication privée à Hollander, Perlman et Seaborg - Rev. Mod. Phys. 1953, 25, 469.

(33) LEE M.R. et KATZ R. - Phys. Rev., 1954, 93, 155.

(34) Mc. GOWAN F.K. - Phys. Rev., 1954, 93, 163.

(35) GRAHAM R.L. et WALKER J. - Phys. Rev., 1954, 94, 794 (A).

(36) TEMMER G.M. et HEYDENBURG N.P. - Phys. Rev., 1954, 94, 1399.

(37) MARTY N. - C.R. Acad. Sc., 1954, 238, 2516.

(38) MARTY N. - J. Phys. Rad., 1955, 16, 458.

(39) CHURCH E.L. - Communication privée.

(40) HEYDENBURG N.P. et TEMMER G.M. - Phys. Rev., 1955, 100, 150 - Phys. Rev., 1956, 104, 981.

(41) DUBEY V.S., Mandeville C.E., et ROTHMAN M.A. - Phys. Rev., 1956, 103 1430.

(42) JOSHI M.C., SUBBARAO B.N. et THOSAR B.V. - Proc. Indian Acad. Sci. 1957, A45, 390.

(43) CORK J.M., BRICE M.K., HELMER R.G. et WOODS R.M. - Phys. Rev. 1958 110, 526.

(44) Mc CUTCHEN C.W. - Nuclear Phys. 1958, 5, 187.

(45) CHURCH E.L. - Phys. Rev., 1954, 95, 626.

(46) MARTY N. et VERGNES M. - C.R. Acad. Sc., 1956, 242, 1438.

(47) ALDER K., BOHR A., HUUS T., MOTTELSON B. et WINTHER A. Rev. Mod. Phys., 1956, 28, n° 4, 432.

(48) NIJGH G.J., WAPSTRA A.H., VAN LIESHOUT R. - Nuclear spectroscopy tables, 1959, (North - Holland publishing company - Amsterdam).

(49) ALAGA G., Phys. Rev. 1955, 100, 432 L.

(50) EWAN G.T., GRAHAM R.L. et GRODZINS L. - Can J. Phys., 1960, 38, 163.

(51) EWAN G.T. et MERRIT J.S. - Can J. Phys., 1960, 38, 324.

(52) NALL J.C., BAIRD Q.L. et HAYNES S.K. - Communication privée.

(53) BROYLES C.D., THOMAS D.A. et HAYNES S.K. - Phys. Rev., 1953 89, 715.

(54) MARGUIN P. - Thèse Lyon, 1959.

TABLE DES MATIERES

Introduction 1

Chapitre I - Aspects théoriques des problèmes envisagés 3
A - Conversion interne 3
B - Spectre des noyaux déformés - Bandes de rotation 8
C - Effet Auger 13

Chapitre II - Appareillage et technique utilisés 22
A - Spectromètre 22
B - Sources 25

Chapitre III - Schéma de désintégration de 153 Sm 29

Chapitre IV - Résultats expérimentaux 35
A - Spectre des électrons de conversion interne 35
B - Spectre des électrons Auger K et L . 49

Chapitre V - Conclusions 60

Bibliographie 63

VU :

Les membres du jury,

MM. G. DEJARDIN

J. LAFOUCRIERE

G. PHILBERT

A. MOUSSA

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculte des Sciences

H. GAUTHIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

LYON le 20 Juin 1960

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université,

A. ALLIX